

TESIS CARRERA DE DOCTORADO EN FÍSICA

**ESTUDIOS DE ANISOTROPÍAS A GRANDES ESCALAS
ANGULARES DE LOS RAYOS CÓSMICOS DE ALTA
ENERGÍA DETECTADOS POR EL OBSERVATORIO
PIERRE AUGER**

Oscar Alejandro Taborda Pulgarin
Doctorando

Dra. S. Mollerach
Directora

Miembros del Jurado

Dr. Carlos Alberto García Canal (Universidad Nacional de La Plata)
Dr. Guillermo Abramson (Instituto Balseiro – Centro Atómico Bariloche)
Dr. Leandro Da Rold (Instituto Balseiro – Centro Atómico Bariloche)

Julio de 2018

Física de Partículas y Campos – Centro Atómico Bariloche

Instituto Balseiro
Universidad Nacional de Cuyo
Comisión Nacional de Energía Atómica
Argentina

A mi familia,
por estar ahí siempre.

Índice de contenidos

Índice de contenidos	v
Índice de figuras	ix
Índice de tablas	xiii
Resumen	xvii
Abstract	xxi
1. Introducción	1
2. Rayos Cósmicos	5
2.1. Espectro de energías y composición	5
2.2. Fuentes y mecanismos de aceleración de los RCs	11
2.3. Lluvias atmosféricas extendidas	14
3. El observatorio Pierre Auger	23
3.1. Descripción del observatorio	23
3.1.1. El Detector de superficie	24
3.1.2. El Detector de fluorescencia	27
3.2. Reconstrucción de los eventos del SD	28
3.2.1. Geometría de la lluvia	28
3.2.2. Función de distribución lateral	29
3.2.3. Dirección de llegada de la lluvia	30
3.2.4. Calibración de la energía	31
3.2.5. Reconstrucción de lluvias inclinadas	32
3.3. Mejoras al observatorio Pierre Auger	35
3.3.1. Arreglo SD 750	35
3.3.2. Telescopios de gran elevación	35
3.4. Principales resultados	36
3.4.1. Espectro de energías	36

3.4.2.	Composición de masa	38
3.4.3.	Interpretación de la composición de masa y el espectro	40
3.4.4.	Búsqueda de neutrinos y fotones	42
3.4.5.	Test de las interacciones hadrónicas a ultra-altas energías	43
3.4.6.	Direcciones de arribo	45
4.	Efectos de las condiciones atmosféricas en la reconstrucción de la energía de las lluvias extendidas en el observatorio Pierre Auger	49
4.1.	Introducción	49
4.2.	Los datos	50
4.3.	Determinación de los coeficientes que describen las modulaciones en la tasa de eventos por efectos del clima	52
4.3.1.	Resultados para el arreglo SD 1500	56
4.3.2.	Resultados para el arreglo SD 750	59
4.4.	Efectos en la reconstrucción de la energía	60
5.	Anisotropías a gran escala en las direcciones de arribo de los rayos cósmicos de alta energía	65
5.1.	Introducción	65
5.2.	Métodos de análisis	66
5.2.1.	Exposición direccional del detector	66
5.2.2.	Eficiencia de detección y los efectos atmosféricos	69
5.2.3.	Análisis de Fourier en ascensión recta y azimut	72
5.2.4.	Reconstrucción del dipolo y cuadrupolo	74
5.2.5.	Método Este-Oeste	78
5.2.6.	Método de los armónicos esféricos	81
5.3.	El conjunto de datos	83
5.3.1.	Criterio de selección de disparo	85
5.4.	Resultados	87
5.4.1.	Análisis en frecuencia solar, anti-sidérea y otras frecuencias	87
5.4.2.	Primer y segundo armónico en ascensión recta	89
5.4.3.	Primer y segundo armónico en azimut	92
5.4.4.	Reconstrucción del dipolo tridimensional	92
5.4.5.	Reconstrucción de dipolo más cuadrupolo	93
5.4.6.	Expansión multipolar	95
5.4.7.	Dependencia del dipolo con la energía	95
5.4.8.	Dipolo en el plano ecuatorial desde 0.03 EeV hasta $E \geq 32$ EeV	98
5.5.	Implicaciones para el origen de los rayos cósmicos de alta energía	101

6. Efectos del campo magnético galáctico en las anisotropías a gran escala de los rayos cósmicos	105
6.1. Introducción	105
6.2. Escenario de fuentes de rayos cósmicos de origen galáctico	108
6.2.1. Dirección del dipolo	110
6.3. Escenario de fuentes extra-galácticas	112
6.3.1. Flujo extra-galáctico dipolar	112
6.3.2. Distribución no homogénea de fuentes	115
7. Conclusiones	131
A. Sistemas de coordenadas celestes	135
A.1. Coordenadas Locales	135
A.2. Coordenadas Ecuatoriales	136
A.3. Coordenadas Galácticas	137
A.4. Transformaciones	137
B. Retardo temporal en la modulación de la temperatura de la atmósfera arriba del nivel del suelo	141
C. Chequeo de efectos sistemáticos en los eventos 5T5	143
C.1. Distribución azimutal de la estación faltante	143
C.2. Sesgo en la estimación de la energía de eventos 5T5 artificiales	145
C.3. Reconstrucción del ángulo cenital	147
C.4. Resultados del análisis armónico para el subconjunto de eventos 5T5	147
D. Intervalos de confianza y cotas superiores	149
D.1. Intervalos de confianza de variables Gaussianas	149
D.2. Distribución angular isótropa	150
D.2.1. Dos dimensiones	150
D.2.2. Tres dimensiones	151
D.3. Distribución angular con dipolo	152
D.3.1. Dos dimensiones	152
D.3.2. Tres dimensiones	152
Publicaciones asociadas	165

Índice de figuras

2.1. Espectro de energía	6
2.2. Abundancia de RCs	8
2.3. Longitud de atenuación	10
2.4. Horizonte GZK	11
2.5. Gráfico de Hillas	13
2.6. Esquema EAS	15
2.7. Composición vs. E	19
2.8. Perfil longitudinal	21
3.1. Auger-Observatory	24
3.2. Estación-SD	25
3.3. Edificio-FD	27
3.4. Geometría de la lluvia	29
3.5. Ejemplo evento SD	30
3.6. Función de distribución lateral	30
3.7. Resolución angular	31
3.8. Curva de atenuación - CIC	32
3.9. Calibración de energía - Verticales	33
3.10. Calibración de energía - Inclinados	34
3.11. Arreglo SD 750	36
3.12. Espectro de energías - Auger	37
3.13. Composición de masa - Auger	39
3.14. Fracciones de masa - Auger	40
3.15. Ajuste combinado	42
3.16. Flujo de fotones y neutrinos	44
3.17. Test interacciones hadrónicas	45
3.18. Test estadístico - anisotropías a escalas intermedias	48
3.19. Mapas - anisotropías a escalas intermedias	48
4.1. Número de hexágonos activos	52
4.2. Promedios diarios de P y ρ	53

4.3. Mediciones de P y ρ cada 5 min	53
4.4. Tasa de eventos por día y por hora del día - SD 1500	58
4.5. Coeficientes de corrección atmosférica - SD 1500	59
4.6. Tasa de eventos por día y por hora del día - SD 750	61
4.7. Coeficientes de corrección atmosférica - SD 750	61
4.8. Cociente entre la señal antes y después de correcciones atmosféricas	62
4.9. Tasa de eventos diaria antes y después de corrección atmosférica	64
4.10. Tasa de eventos por hora del día antes y después de corrección atmosférica	64
5.1. Variaciones del número de celdas unitarias	68
5.2. Exposición direccional relativa observatorio Pierre Auger	69
5.3. Eficiencia de detección	71
5.4. Parámetros de la eficiencia en función de $\sin^2 \theta$	72
5.5. Esquema hexágono detector de superficie	86
5.6. Diferencias de reconstrucción 6T5 vs 5T5	87
5.7. Amplitud primer armónico en frecuencias arbitrarias	90
5.8. Probabilidad vs. exposición	91
5.9. Tasa de eventos normalizada en función de la ascensión recta $E \geq 8$ EeV	91
5.10. Mapa del flujo en coordenadas ecuatoriales	93
5.11. Espectro angular de potencias	96
5.12. Amplitud del dipolo en función de la energía arriba de 4 EeV	97
5.13. Amplitud del primer armónico en frecuencia solar y anti-sidérea	99
5.14. Amplitud y fase del dipolo ecuatorial	101
5.15. Distribución en ascensión recta - [1,2] EeV	102
5.16. Mapa del flujo de RCs en coordenadas galácticas	104
6.1. Campo magnético galáctico en el plano $x-y$ y $x-z$	107
6.2. Ejemplo de trayectorias en el CMG	108
6.3. Mapa deflexiones de partículas con $E/Z = 10$ EeV	109
6.4. Flujo relativo de RCs de origen galáctico sin CMG	110
6.5. Flujo relativo de RCs de origen galáctico con CMG	111
6.6. Direcciones dipolo galáctico	112
6.7. Efecto del CMG en distribución puramente dipolar	113
6.8. Cambio dirección dipolo extra-galáctico por efecto de CMG	114
6.9. Catálogo 2MRS	116
6.10. Flujo relativo de RCs de fuentes representadas por 2MRS	119
6.11. Flujo de 2MRS después de atravesar el CMG - $E_c = Z$ EeV	120
6.12. Flujo de 2MRS después de atravesar el CMG - $E_c = 3Z$ EeV	121
6.13. Dirección de la componente dipolar	122
6.14. Espectro angular de potencias del flujo de 2MRS	123

6.15. Espectro angular de potencias flujo 2MRS - comparado mediciones . . .	125
6.16. Densidad de rayos cósmicos vs. r	125
6.17. Espectro angular de potencias vs. densidad	127
6.18. Espectro angular de potencias - dist. uniforme	127
A.1. Coordenadas Locales	136
A.2. Coordenadas Ecuatoriales	137
A.3. Coordenadas Galácticas	138
B.1. Temperatura GDAS	142
C.1. Definición ángulo azimutal en Auger	144
C.2. Distribución de los eventos 5T5	144
C.3. Diferencias en la reconstrucción de energía 6T5 vs. 5T5	146
C.4. Diferencias en la reconstrucción del ángulo cenital 6T5 vs. 5T5	147
D.1. Intervalo de confianza gaussiano	150

Índice de tablas

3.1. Resultados de los parámetros γ , R_{cut} y f_{α}	41
4.1. Resumen del conjunto de datos usado en el análisis	51
4.2. Parámetros dependencia cenital - SD 1500	59
4.3. Parámetros dependencia cenital - SD 750	60
5.1. Exposición integrada	86
5.2. Primer armónico en frecuencia solar y anti-sidérea	89
5.3. Análisis de Fourier en ascensión recta	90
5.4. Análisis de Fourier en azimuth	92
5.5. Dipolo en 3D - análisis de Fourier	92
5.6. Primer armónico en ascensión recta - Norte-Sur	94
5.7. Componentes dipolares y cuadrupolares.	94
5.8. Dipolo en 3D - expansión multipolar	95
5.9. Análisis de Fourier en ascensión recta $E \geq 8$ EeV	96
5.10. Análisis de Fourier en azimuth $E \geq 8$ EeV	96
5.11. Dipolo 3D - $E \geq 4$ EeV	97
5.12. Reconstrucion del dipolo ecuatorial	100
B.1. Parámetros del ajuste a GDAS	142
C.1. Coeficientes distribución 5T5	144
C.2. Parámetros ajuste del sesgo de energía en función de azimuth	146
C.3. Análisis de Fourier en azimuth 5T5	148
C.4. Análisis de Fourier en ascensión recta 5T5	148
D.1. Niveles de confianza gaussianos	150

Índice de símbolos

A	Número másico
c	Velocidad de la luz
e	Carga del electrón $e = -1.602 \times 10^{-19}$ C
H_0	Parámetro de Hubble hoy
P	Presión atmosférica
$S(1000)$	Señal a 1000 m del núcleo de la lluvia y a nivel del suelo
T	Temperatura del aire
X	Profundidad atmosférica
X_{max}	Profundidad atmosférica del máximo de la lluvia
Z	Número atómico
2MRS	Catálogo de galaxias del sondeo 2 Micron all-sky Redshift Survey
AGN	Núcleos de galaxias activas (Active Galactic Nuclei)
CDAS	Sistema central de adquisición de datos (Central Data Acquisition System)
CIC	Corte de Intensidad Constante
CMB	Radiación cósmica de fondo (Cosmic Microwave Background)
CMEG	Campo Magnético Extra-Galáctico
CMG	Campo Magnético Galáctico
dof	Grados de libertad (degrees of freedom)
EAS	Lluvia atmosférica extendida (Extensive Air Shower)
EBL	Fondo de luz extra-galáctico (Extragalactic Background Light)

eV	electrón Voltio $1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$
FD	Detector de fluorescencia (Fluorescence Detector)
GDAS	Sistema global de asimilación de datos (Global Data Assimilation System)
GDR	Resonancia de dipolo gigante (Giant Dipole Resonance)
GRB	Destellos de rayos gamma (Gamma Ray Bursts)
GZK	Efecto predicho por Greisen, Zatsepin y Kusmin
JF12	Modelo de campo magnético galáctico propuesto por Jansson Y Farrar
LDF	Función de distribución lateral (Lateral Distribution Function)
pc	parsec $1 \text{ pc} \simeq 3.26 \text{ años luz}$
PMT	Tubo foto-multiplicador (Photo-Multiplier Tube)
PT11	Modelo de campo magnético galáctico propuesto por Pshirkov y compañía
RCs	Rayos Cósmicos
SD	Detector de superficie (Surface Detector)
UV	Ultra Violeta
VEM	Muón vertical equivalente (Vertical Equivalent Muon)
yr	Año (year)

Resumen

El presente trabajo provee un análisis detallado de las anisotropías a gran escala angular en las direcciones de arribo de los rayos cósmicos registrados por el detector de superficie del observatorio Pierre Auger. El observatorio está ubicado en Argentina y es actualmente el mayor y más complejo detector de rayos cósmicos de ultra alta energía. Su diseño es híbrido y consta de dos sistemas de detección: los telescopios de fluorescencia y el arreglo de detectores de superficie. Este último está conformado por una red triangular de estaciones Cherenkov en agua.

Los desarrollos realizados abarcan desde la adecuación del conjunto de datos optimizado para la búsqueda de anisotropías, pasando por la estimación y corrección de modulaciones espurias asociadas a las condiciones experimentales y finalmente ejecutando los procedimientos para reconstruir anisotropías de tipo dipolar y cuadrupolar en el flujo de rayos cósmicos en diferentes intervalos de energía.

El conjunto de datos óptimo para los estudios de anisotropía, es aquel en el que los errores sistemáticos que pueden afectar el conteo de eventos provenientes de diferentes direcciones del cielo han sido disminuidos hasta niveles por debajo de las incertezas propias del experimento y la incertidumbre estadística del método a emplear. Las condiciones atmosféricas, tales como la presión (P), la temperatura (T) o la densidad del aire ($\rho \propto P/T$), son una de las fuentes de errores sistemáticos, ya que afectan el desarrollo de las lluvias atmosféricas extendidas y por ende las características que de éstas se infieren en los experimentos ubicados en tierra. En esta tesis se actualizaron y mejoraron estudios previos sobre el impacto de la variabilidad climática en la reconstrucción de las cascadas de partículas medidas con los detectores de superficie del observatorio Auger y el modo de corregir sus efectos en la estimación de la energía del rayo cósmico primario. Los avances con respecto al análisis anterior incluyen: aumento en la estadística, lo que permitió realizar el procedimiento en un umbral de energía mayor (10^{18} eV \equiv 1 EeV) en el cual el detector es más eficiente, mejoras al acuerdo entre el modelo y la tasa de eventos observada, realización de ajustes de la dependencia de las correcciones con el ángulo cenital, útil para la implementación en el algoritmo de reconstrucción de eventos oficial del observatorio y finalmente se llevo a cabo, por primera vez, un análisis similar para una red de detectores de superficie con menor separación, dedicado a la detección de rayos cósmicos de energía más baja.

La cadena de detección en las estaciones de superficie sigue una jerarquía de disparo. En los análisis de anisotropías a escalas angulares grandes realizados hasta el momento se requería que los eventos cumplieran con el criterio de disparo más estricto, en el cual la estación con mayor señal debe estar rodeada por sus seis estaciones vecinas en funcionamiento al momento de la detección (6T5). Para este trabajo se analizó la posibilidad de relajar la condición antes mencionada e incluir también los eventos para los cuales el detector con mayor señal está rodeado solo de cinco estaciones en funcionamiento (5T5). Se encuentra que para energías por encima de 4 EeV los efectos sistemáticos que podrían inducirse con la inclusión de estos eventos están muy por debajo de las incertidumbres estadísticas y sistemáticas propias del método de reconstrucción. El número de eventos aumenta $\sim 18\%$ al adoptar el criterio 5T5.

La estimación de las componentes dipolares y cuadrupolares en el flujo de rayos cósmicos, se realiza a través del análisis de Fourier en ascensión recta y azimut de la tasa de eventos con energías arriba de 4 EeV con datos registrados durante más de 12 años. Se consideraron eventos con ángulos cenitales hasta 80° , de tal forma que se cubre el 85 % del cielo. También se relaja la condición de disparo a 5T5. Las amplitudes del primer armónico en ascensión recta obtenidas para los dos intervalos de energía $4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ y $E \geq 8 \text{ EeV}$ son $0.5^{+0.6}_{-0.2} \%$ y $4.7^{+0.9}_{-0.7} \%$, respectivamente. En el rango de energía menor la distribución es consistente con isotropía. Por otro lado, en el intervalo arriba de 8 EeV la amplitud es significativa, teniendo una probabilidad de surgir por azar bajo la hipótesis de una distribución isótropa de 2.6×10^{-8} . Penalizando por el hecho de que la búsqueda se realizó en dos rangos de energía, la presente anisotropía tiene una significación de 5.4σ . Combinando el primer armónico en ascensión recta y azimut se reconstruyen las componentes del dipolo en tres dimensiones. La señal en $E \geq 8 \text{ EeV}$ está descrita por un dipolo de amplitud $6.5^{+1.3}_{-0.9} \%$ apuntando en la dirección en coordenadas galácticas $(\ell, b) = (233^\circ, -13^\circ)$, a $\sim 125^\circ$ del centro de la Galaxia, lo que es indicativo del origen extra-galáctico de los rayos cósmicos a energías mayores a 8 EeV. Agregando el segundo armónico se determinan las componentes cuadrupolares, ninguna de las cuales es significativa.

Posteriormente, se subdivide el rango de energías superiores a 8 EeV en tres intervalos: $[8,16] \text{ EeV}$, $[16,32] \text{ EeV}$ y $E \geq 32 \text{ EeV}$ para analizar una posible evolución del dipolo observado con la energía. Se encuentra que las fases no son muy diferentes en los tres rangos de energía y que la amplitud del dipolo tiende a crecer con la energía para $E > 4 \text{ EeV}$.

El análisis de la distribución de las direcciones de arribo de los rayos cósmicos con energías por debajo de 4 EeV, que es el umbral de eficiencia completa del detector, está expuesto a errores sistemáticos mayores debido a la posible dependencia de la eficiencia con el ángulo de llegada y las condiciones atmosféricas. Para tener en cuenta lo anterior se parametriza la dependencia de la eficiencia de detección con la energía y el ángulo

cenital y se propone una corrección de los efectos de las condiciones atmosféricas en dicha eficiencia. Estas correcciones permiten controlar los sistemáticos y realizar el análisis de Fourier en ascensión recta a energías menores al umbral de eficiencia completa. Usando los datos recolectados por los dos arreglos de superficie del observatorio Auger se reconstruye la componente del dipolo en el plano ecuatorial terrestre desde energías ~ 0.03 EeV hasta $E \geq 32$ EeV. Aparte de la amplitud reportada arriba de 8 EeV en ninguno de los intervalos de energía restantes existe una modulación significativa del flujo. Sin embargo, es aparente una transición en la fase de valores cercanos a la dirección del centro de la Galaxia ($\alpha_d \simeq \alpha_{CG} = -94^\circ$) a energías abajo de 1 EeV hacia direcciones casi opuestas ($\alpha_d \simeq 100^\circ$) arriba de 4 EeV.

Finalmente, se analizan las distribuciones de arribo esperadas en escenarios simples de las fuentes de rayos cósmicos ultra-energéticos, se discuten los efectos del campo magnético de la Galaxia en las anisotropías del flujo y se comparan con las anisotropías observadas. En primera instancia, se considera el caso de rayos cósmicos de origen galáctico. Para ello se suponen fuentes distribuidas de acuerdo a la densidad de materia luminosa en la Galaxia. Los resultados dependen de la relación energía-carga E/Z y se reportan para algunos valores relevantes. La dirección del dipolo en ninguno de los casos es compatible con la observada a energías superiores a 8 EeV. En segundo lugar, se estudian los efectos en un flujo de origen extra-galáctico: como primer escenario se supone una distribución perfectamente dipolar que ingresa en el halo de la Galaxia y se determina el cambio en la dirección y la magnitud de este dipolo debida a la propagación en el campo magnético galáctico para distintos valores de E/Z . El segundo escenario adopta la distribución de fuentes siguiendo un catálogo de galaxias e incluye los efectos de la propagación en el campo magnético extra-galáctico. Se construyen mapas del flujo esperado para diferentes valores de energía. Posteriormente, se estiman la dirección del dipolo y el espectro angular de potencias C_ℓ hasta $\ell = 20$ para los flujos antes y después de atravesar el campo magnético de la Galaxia. Por último, se estudia el rol de la densidad de fuentes y su distribución espacial sobre las direcciones de llegada esperadas.

Palabras clave: RAYOS CÓSMICOS, ANISOTROPÍA, CAMPO MAGNÉTICO, ANÁLISIS DE FOURIER

Abstract

The present work provides a detailed analysis of the large angular scale anisotropies of the arrival directions of the cosmic rays gathered by the surface detector of the Pierre Auger Observatory. The Observatory is located in Argentina and it is today the most complex and biggest detector of ultra-high energy cosmic rays. Its hybrid design combines two detection systems: the fluorescence telescopes and an array of surface detectors. The latter is a triangular grid of water Cherenkov stations.

The developments in this thesis cover the preparation of the optimized dataset for anisotropy searches, the estimation and correction of the spurious modulations associated to experimental conditions and finally the execution of procedures to reconstruct dipolar and quadrupolar anisotropies in the flux of cosmic rays in different energy intervals. The optimum dataset for anisotropy studies is the one in which all the systematic errors are corrected down to levels below the experimental uncertainties and the statistical uncertainties of the analysis method itself. The atmospheric conditions, such as pressure (P), temperature (T) or air-density ($\rho \propto P/T$) are examples of sources of systematic errors as they affect the development of the extensive air showers and its properties inferred from experiments on the Earth's surface. In this work, previous studies about the impact of the weather variations in reconstructing the air showers measured by the surface detector of the Auger observatory are improved and updated. Also the way to correct for these effects in the estimation of the energy of the primary cosmic ray is provided. The improvements with respect to the previous analysis include: increase in statistics that allows to perform the procedure at a higher energy threshold (10^{18} eV \equiv 1 EeV) in which the detector is more efficient, improvement on the agreement between the model and the observed event rate, fits to the zenith angle dependence of the corrections (useful for the implementation in the algorithm for the official reconstruction of events) and finally a similar analysis for the smaller array, dedicated to detect lower energy cosmic rays, is carried out for the first time.

The chain of detection for the surface detector follows a trigger hierarchy. In the anisotropy analyses at large angular scales performed so far it was required that the events fulfill a strict trigger criteria, in which the station with the largest signal must be surrounded by six active neighbors at the time of detection (6T5). For this work the possibility of relaxing the above mentioned condition and also include events in

which the hottest station has only five of its neighbors working is analyzed. It is found that for energies above 4 EeV the systematic effects that could be induced by relaxing the trigger condition are well below the statistical and systematic uncertainties of the reconstruction procedure itself. The number of events increases by $\sim 18\%$ after adopting the 5T5 criteria.

The estimation of the dipolar and quadrupolar components of the flux of cosmic rays is performed through the Fourier analysis of the rate of events in right ascension and azimuth for energies above 4 EeV and with more than 12 years of data. Events with zenith angles up to 80° are considered so that the 85% of the sky is covered. Also, the trigger condition is relaxed to 5T5. The amplitudes of the first harmonic in right ascension obtained for the two energy bins, $4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ and $E \geq 8 \text{ EeV}$, are $0.5^{+0.6}_{-0.2}\%$ and $4.7^{+0.9}_{-0.7}\%$, respectively. In the lower energy bin the result is consistent with isotropy. On the other hand, in the interval above 8 EeV a significant amplitude is obtained, having a probability of arising by chance from an isotropic distribution of 2.6×10^{-8} . Penalizing for the fact that the search is done in two independent energy ranges, the present anisotropy has a significance of 5.4σ . Combining the first harmonic in right ascension with a similar one in azimuth the three-dimensional dipole components are reconstructed. The signal for $E \geq 8 \text{ EeV}$ is described by a dipole with a $6.5^{+1.3}_{-0.9}\%$ amplitude and pointing to the direction with galactic coordinates $(\ell, b) = (233^\circ, -13^\circ)$, i.e. $\sim 125^\circ$ from the Galactic center which is indicative of an extragalactic origin of the cosmic rays with energies higher than 8 EeV. Including the second harmonics, the quadrupolar components are determined, none of which are significant. Subsequently, the energy range above 8 EeV is subdivided into three additional bins: $[8, 16] \text{ EeV}$, $[16, 32] \text{ EeV}$ and $E \geq 32 \text{ EeV}$, analyzing a possible evolution of the observed dipole with energy. The phases are not very different amongst the energy intervals and a tendency of an increasing amplitude with energy is found for $E > 4 \text{ EeV}$.

The analysis of the distribution of arrival directions of cosmic rays below 4 EeV, which is the threshold for full trigger efficiency, is exposed to higher systematic uncertainties due to the possible dependence of the efficiency with the arrival angle and the atmospheric conditions. In order to account for this effects the dependency of the detection efficiency with energy and zenith angle is parametrized and a correction of the atmospheric effects on the aforementioned efficiency is proposed. These corrections allow controlling the systematics to perform the Fourier analysis in right ascension at energies lower than the full efficiency threshold. Using the data collected by the two surface arrays of the Auger Observatory the component of the dipole in the equatorial plane is reconstructed for energies from $\sim 0.03 \text{ EeV}$ up to $E \geq 32 \text{ EeV}$. Aside from the amplitude reported above 8 EeV none of the remaining energy intervals has a significant modulation of the flux. However, a phase transition is apparent from values close

to the Galactic center ($\alpha_d \simeq \alpha_{CG} = -94^\circ$) at energies below 1 EeV to almost opposite directions ($\alpha_d \simeq 100^\circ$) above 4 EeV.

Finally, the expected arrival direction distributions from simple scenarios of ultra-high energy cosmic ray sources are analyzed. The effects of the Galactic magnetic field on the anisotropies of the flux are discussed and compared with the observed anisotropies. In first place, the case of Galactic cosmic rays is considered. For that purpose it is assumed that the sources follow the distribution of the luminous matter in the Galaxy. The results are dependent of the energy to charge ratio E/Z and they are reported for some relevant values. The direction of the dipole is not compatible with the observed one above 8 EeV in any of the analyzed cases. Secondly, the effects on an extragalactic flux are studied: as an initial scenario it is assumed that the distribution entering the Galaxy halo is a pure dipole, the change in the direction and magnitude of this dipole due to the propagation through the Galactic magnetic field is determined for different values of E/Z . The second scenario adopts a distribution of sources following a catalog of galaxies and includes the effects of propagation through the extragalactic magnetic fields. Maps of expected flux for different energies are built. Afterwards, the direction of the dipole and the angular power spectrum C_ℓ up to $\ell = 20$ are estimated for the flux before and after traversing the Galactic magnetic field. Last, the dependence of the distribution of the arrival directions on the density of sources and their spatial distribution is studied.

Keywords: COSMIC RAYS, ANISOTROPY, MAGNETIC FIELD, FOURIER ANALYSIS

Capítulo 1

Introducción

“Equipped with his five senses, man explores the universe around him and calls the adventure Science.”

— Edwin Hubble

Han pasado ya más de 100 años desde los experimentos de Victor Hess en 1912, los cuales marcaron el nacimiento de la física de los rayos cósmicos. En aquella época, cuando Hess llevó a cabo sus vuelos en globo para medir la intensidad de la radiación de ionización del aire a grandes altitudes, se pensaba que el origen de tal radiación era la corteza terrestre con sus materiales radioactivos naturales. Sin embargo, los resultados de estos experimentos sugerían que la radiación no provenía de la Tierra sino del espacio exterior a ella (del cosmos). Desde entonces el estudio de esta radiación, a la cual Millikan denominara *cosmic rays* (rayos cósmicos), ha venido avanzando y fue en sus inicios la única manera de estudiar la física de las partículas a altas energías, cuando no se había desarrollado aún la tecnología de los aceleradores de partículas que se tienen actualmente. Muchos experimentos han sido ejecutados; desde los pioneros que pretendían la medición de coincidencias en contadores de partículas separados a distintas distancias, los cuales llevaron al descubrimiento de las cascadas o lluvias atmosféricas, pasando por los detectores a bordo de globos que permitían mediciones directas sin la (o con menor) intervención de la atmósfera terrestre, hasta llegar a los grandes arreglos dispuestos en la superficie de la Tierra que permiten recolectar una cantidad considerable de estadística a las energías más altas, como es el caso del observatorio Pierre Auger en Argentina.

No obstante, después de todo este tiempo de estudio de los rayos cósmicos todavía existen interrogantes por resolver acerca de su origen exacto e incluso, a las más altas energías, sobre su naturaleza. Esto se debe a varios factores: para empezar, el espectro de los rayos cósmicos abarca un rango muy amplio de energías (alrededor de 10 órdenes de magnitud), razón por la cual se requiere un conocimiento profundo de la física de partículas y la física nuclear en todo este rango de energía. Adicional a esto, el espectro

decrece significativamente cuando la energía crece, lo que hace que a las energías más altas la cantidad de partículas por unidad de área que llegan a la Tierra sea muy pequeña, obligando a desarrollar detectores considerablemente grandes para los cuales no queda más remedio que ubicarlos en la superficie terrestre. Los detectores ubicados en tierra tienen la desventaja de que la medición de los rayos cósmicos es indirecta; lo que miden es la cascada de partículas secundarias producto de la interacción del rayo cósmico con la atmósfera. Esto es particularmente problemático a las energías más altas donde las interacciones de partículas y/o núcleos no son muy bien conocidas debido a que ni el acelerador de partículas más potente construido hasta ahora puede llegar a tales energías. Por lo tanto, el análisis adecuado de los eventos y la reconstrucción de las características de la partícula primaria que los generó ha sido, y sigue siendo, difícil y dependiente de los modelos de interacción. Por otro lado, para desarrollar una teoría sólida del origen de los rayos cósmicos en el rango completo de energías se necesita información detallada de todas las posibles fuentes y los ambientes en que se encuentran. Puesto que los rayos cósmicos tienen carga, se requiere también conocer la estructura y magnitud de los campos magnéticos al igual que su extensión. A pesar de los enormes avances en la astrofísica en los últimos años la información requerida está disponible únicamente para un número limitado de objetos astrofísicos. Las condiciones en el medio extra-galáctico son todavía menos conocidas.

Todos estos interrogantes hacen parte del trabajo científico actual en el área de la física de astropartículas. En lo que compete a la parte experimental, cada esfuerzo se centra en el estudio de una porción de ese espectro amplio de energías disponible. El presente trabajo se desarrolla en el marco de uno de estos experimentos, el observatorio Pierre Auger, dedicado al estudio de los rayos cósmicos de las más altas energías. De los tópicos que trata el observatorio Auger, acá se centrará la atención en los estudios de anisotropías a grandes escalas angulares en las direcciones de arriba y su importancia en el avance hacia la identificación de las posibles fuentes de los rayos cósmicos de esta parte del espectro. Extraer esta información de los datos experimentales no es tarea fácil; el detector sólo cubre una parte del cielo en cada instante de tiempo, la cual va cambiando debido al movimiento de rotación de la Tierra. Sumado a ello, las condiciones experimentales no son siempre las mismas, debido por ejemplo a que la atmósfera se interpone entre el rayo cósmico incidente y el detector, con lo cual los cambios en las variables atmosféricas influyen en los resultados.

En esta tesis se discutirán algunos de los métodos para llevar a cabo este tipo de análisis; empezando desde la adecuación del conjunto de datos óptimo, es decir, libre dentro de lo posible de los efectos sistemáticos experimentales, pasando por la implementación de los análisis de anisotropías a gran escala que mejor se ajustan a este tipo de experimentos y finalmente interpretando los resultados y sus alcances para el entendimiento del origen de los rayos cósmicos.

Esquema de esta tesis

Los dos capítulos siguientes son introductorios:

- El capítulo 2 contiene una descripción breve de los rayos cósmicos en general; el espectro y sus características, las implicaciones de éstas en el origen y composición de los rayos cósmicos, los modelos de aceleración en fuentes y por último la física de las lluvias atmosféricas extendidas, con énfasis en los temas relevantes para la reconstrucción de los eventos del observatorio Auger.
- El capítulo 3 contiene una descripción del observatorio Pierre Auger con particular énfasis en el detector de superficie y su proceso de recolección y reconstrucción de eventos. También se muestran los resultados más relevantes publicados por la Colaboración Auger.

Los siguientes tres capítulos hacen parte del trabajo principal desarrollado en esta tesis:

- En el capítulo 4 se discuten los efectos de las condiciones atmosféricas en la estimación de la energía de los rayos cósmicos registrados por el detector de superficie del observatorio Auger. Este estudio actualiza e incluye mejoras significativas a un primer trabajo realizado por la Colaboración. Los resultados de este análisis han sido implementados en el algoritmo oficial de reconstrucción de eventos del observatorio Auger. Los trabajos desarrollados en este capítulo fueron consignados en las notas técnicas 9, 13 y 14 referidas al final de este documento en la sección de *Publicaciones asociadas* y fueron publicados en [1].
- El capítulo 5 contiene estudios de anisotropías a grandes escalas angulares, esto es, modulaciones de tipo dipolar y cuadrupolar. Se describen los métodos relevantes: análisis de Fourier en ascensión recta y azimut, método Este-Oeste y análisis multipolar. De igual manera se detallan los cambios en la exposición del detector y la forma de tenerlos en cuenta en el procedimiento de reconstrucción de las anisotropías. También se discuten algunas implicaciones de los resultados obtenidos. Como productos del capítulo surgieron las notas técnicas 8, 10, 11 y 12; los artículos [2–4] y su presentación en las conferencias citadas en la sección *Publicaciones asociadas*.
- En el capítulo 6 se analizan las anisotropías esperadas en algunos escenarios simples para el origen de los rayos cósmicos de alta energía y se puntualiza sobre los efectos del campo magnético galáctico en las anisotropías del flujo de estas partículas. Algunos resultados de este capítulo están incluidos en la sección de discusión de los artículos [2, 3].

Capítulo 2

Rayos Cósmicos

*“The most beautiful thing we can experience is the mysterious.
It is the source of all true art and science.”*

— Albert Einstein

Los rayos cósmicos (RCs), descubiertos hace más de un siglo, son partículas relativistas que llegan a la Tierra desde el espacio exterior. Consisten principalmente en núcleos atómicos ionizados, aunque en un sentido más amplio, el término rayos cósmicos también incluye electrones, positrones, neutrinos, rayos gamma entre otros. Este trabajo se centrará en el estudio de la parte nuclear. A pesar de haber sido descubiertos hace mucho tiempo, todavía existen interrogantes por resolver acerca de la naturaleza y el origen de los RCs. Para aprender acerca de ello, se dispone de tres observables principales: el espectro, la composición y las anisotropías. El primer observable se refiere a la distribución de la energía; el segundo a la distribución de las masas nucleares como función de la energía y el tercero son las características en la distribución de las direcciones de arribo a diferentes energías.

2.1. Espectro de energías y composición

El espectro de energías de los rayos cósmicos abarca desde un poco menos de 10^9 eV¹ hasta unos 10^{20} eV. Su forma funcional es aproximadamente una ley de potencias $F(E) \sim E^{-\gamma}$, donde $F(E)$ se conoce como el espectro diferencial de energía y se define como el número de partículas que arriban a la Tierra por unidad de energía, unidad de área, unidad de ángulo sólido y unidad de tiempo. La Figura 2.1 muestra el espectro de rayos cósmicos según las mediciones provenientes de diferentes experimentos. En este gráfico el espectro diferencial de energía ha sido multiplicado por $E^{2.6}$ para resaltar las características de su forma. Los detalles que se pueden destacar son:

¹1 eV = 1.602×10^{-19} J

[5]

- Entre $\sim 10^{11}$ eV y $\sim 10^{15}$ eV el 3ndice espectral es $\gamma \simeq 2.7$
- Alrededor de 10^{15} y 10^{16} eV el espectro se hace m3s empinado con $\gamma \simeq 3.0$, esta es la denominada *rodilla*.
- Cerca a 10^{17} eV el espectro se empina a3n m3s, pasando a un 3ndice $\gamma \simeq 3.3$, algunas veces conocida como la *segunda rodilla*.
- A $\sim 10^{18.5}$ eV el espectro cambia nuevamente su pendiente siendo ahora $\gamma \simeq 2.6$, conocido como el *tobillo*.
- Finalmente, a energ3as arriba de $\sim 4 \times 10^{19}$ eV ocurre una reducci3n significativa en el flujo de rayos c3smicos, cuyo 3ndice espectral pasa a ser $\gamma > 4$. A energ3as a3n mayores es posible que el espectro caiga de manera exponencial o incluso puede cortarse en alguna energ3a arriba de 2×10^{20} eV pero la estad3stica a estas energ3as es tan baja que no est3 claro cual es el escenario real.

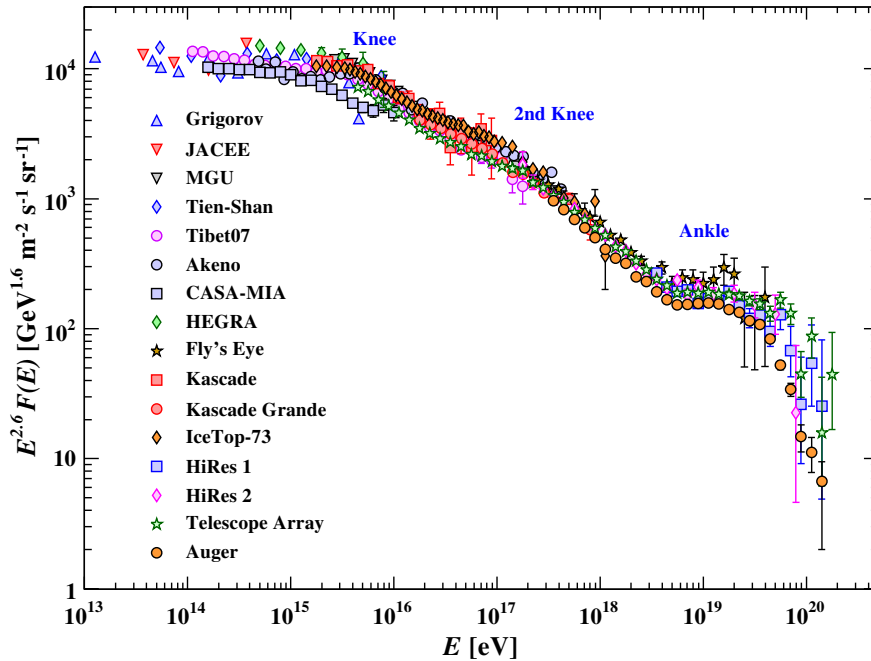


Figura 2.1: Espectro de rayos c3smicos seg3n mediciones de varios experimentos [6].

Estos cambios en el espectro reflejan caracter3sticas importantes del origen de los rayos c3smicos. Aunque las fuentes de RCs son a3n desconocidas, se cree que aquellos

observados con energías menores a la segunda rodilla son en su mayoría de origen galáctico, probablemente acelerados en explosiones de supernova y en sus remanentes. Mientras que aquellos con energías arriba del tobillo son probablemente acelerados afuera de nuestra Galaxia en los núcleos de galaxias activas (AGN), radio galaxias, destellos de rayos gamma (GRB) u otras fuentes astrofísicas potentes.

La composición de los RCs galácticos de baja energía tiene similitud con la abundancia de elementos en el sistema solar (ver Figura 2.2). Se puede observar que los elementos cuyo número atómico Z es par, son generalmente más abundantes que sus vecinos impares. Ésto se debe a la importancia de la quema de He en la nucleosíntesis estelar. También, es interesante que los elementos más comunes H y He, manifiestan una abundancia menor en los rayos cósmicos que en el sistema solar. Probablemente reflejando la composición del medio donde son acelerados y también que el potencial de ionización de estos elementos es relativamente grande, obstaculizando su ingreso al proceso de aceleración. Una diferencia notable es que algunos elementos que son poco abundantes en el sistema solar, tienen abundancias considerablemente mayores en los RCs. Ésto es consecuencia de que dichos elementos surgen como productos secundarios en las interacciones de los RCs primarios con el medio interestelar. Por ejemplo, el Li, Be y B se producen en la espalación de C, N y O que son elementos mucho más abundantes. Las secciones eficaces de espalación son conocidas, por lo tanto, es posible estimar a partir de la abundancia de elementos secundarios, el promedio de materia atravesada por los RCs primarios, la cual resulta ser $\Sigma \simeq 5 \text{ g cm}^{-2}$. Usando la densidad promedio del medio interestelar, $n_H \simeq 1 \text{ cm}^{-3}$, se puede calcular el tiempo de permanencia típico de los RCs de baja energía en la Galaxia mediante $\tau \simeq \Sigma / (vm_p n_H)$ donde v es la velocidad de la partícula. Para partículas relativistas el resultado es $\tau \simeq 3 \text{ Myr}$. Nótese que esta estimación es mucho mayor que la que se requeriría si la propagación desde la fuente fuese rectilínea, por ejemplo, el centro de la Galaxia se encuentra a 0.03 millones de años luz lo que significa que una partícula relativista viajando en línea recta desde el centro galáctico tardaría aproximadamente 100 veces menos que el tiempo de permanencia inferido. Esto sugiere que la propagación es difusiva y los RCs al ser partículas cargadas se pasean por largos periodos de tiempo a través de los campos magnéticos de la Galaxia.

La energía a la cual ocurre la transición de RCs galácticos a extra-galácticos es actualmente materia de debate en la comunidad científica. Hasta hace poco tiempo, el tobillo parecía ser la opción natural para esta energía de transición debido a que el cambio del espectro a uno menos empinado podría asociarse con la aparición de un flujo de RCs extra-galácticos que empieza a dominar sobre el ya suprimido flujo galáctico. Sin embargo, basados en el hecho de que a energías del orden de los EeV ² la

²1 EeV = 10^{18} eV

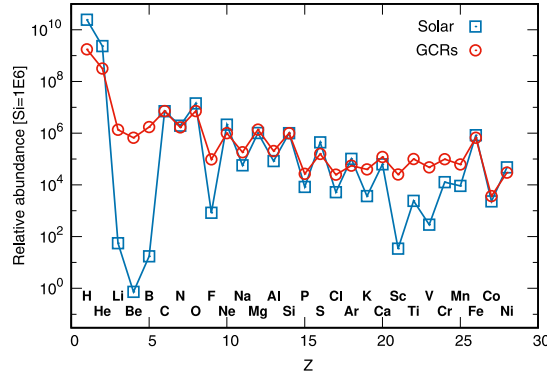


Figura 2.2: Abundancia relativa de elementos del H al Ni en el sistema solar y en los rayos c3smicos gal3cticos [5]. La normalizaci3n es tal que el Si tiene 10⁶

composici3n se aproxima a las predicciones para protones [7], combinado con el hecho de que no se observan anisotropías que apunten en la direcci3n del centro o el plano de la Galaxia [8, 9] (las cuales se esperan para un flujo gal3ctico porque como se ver3 m3s adelante las deflexiones en el campo magn3tico para esta combinaci3n de carga y energía no son suficientes para confinar partículas dentro de la Galaxia), se infiere que la componente predominante alrededor de 1 EeV no es de origen gal3ctico y por lo tanto la transici3n se ubica en alg3n valor entre la segunda rodilla y el tobillo.

Por otro lado, la supresi3n del flujo a energías $E > 40$ EeV podría explicarse a partir de un efecto predicho por Greisen [10] e independientemente por Zatsepin y Kuzmin [11], poco despu3s del descubrimiento de la radiaci3n c3smica de fondo (CMB). Este efecto, conocido como efecto GZK, ocurre cuando los protones propag3ndose a trav3s de este fondo de radiaci3n c3smica, cuya densidad y energía media son: $n_{\text{CMB}} \simeq 400 \text{ cm}^{-3}$ y $\langle \epsilon \rangle = 3kT \simeq 7 \times 10^{-4} \text{ eV}$ respectivamente, tienen la energía suficiente para interactuar con los fotones presentes produciendo piones en un proceso conocido como *foto-producci3n* de piones. La energía umbral de un prot3n para procesos tales como $p + \gamma \rightarrow p + \pi^0$ o $p + \gamma \rightarrow n + \pi^+$ se obtiene cuando la energía del centro de masa \sqrt{s} es justo la necesaria para producir un pion en reposo,

$$s_{th} = (m_p + m_\pi)^2 = m_p^2 + 2m_p\epsilon'_{th}. \quad (2.1)$$

Esta relaci3n restringe la energía del fot3n en el marco de referencia en reposo del prot3n incidente, ϵ' , para que sea suficientemente grande permitiendo la creaci3n del pion masivo. Puesto que, $\epsilon' \simeq \gamma\epsilon(1 - \cos\theta)$ con θ el ángulo entre los momentos del fot3n y el prot3n en el marco de referencia del laboratorio (marco en reposo del CMB), se tiene que la situaci3n m3s favorable ocurre para una colisi3n frontal $\theta = 180^\circ$. Como $\gamma = E/m_p$ se obtiene que,

$$E_{th}^{\gamma\pi} \simeq \frac{m_p m_\pi}{2\epsilon} \simeq 70 \text{ EeV} \left(\frac{10^{-3} \text{ eV}}{\epsilon} \right) \quad (2.2)$$

Dado que los fotones del CMB siguen una distribución de Planck, los protones con energías ~ 50 EeV también tienen una probabilidad significativa de interactuar con los fotones más energéticos de la cola de la distribución, produciendo piones y atenuándose su flujo.

Justo arriba del umbral dado por (2.2), la sección eficaz de foto-producción de piones tiene una resonancia por causa de la producción de bariones Δ , alcanzando valores ~ 0.5 mb, luego decrece a $\sigma_{\gamma\pi} \sim 0.2-0.3$ mb. Aproximando $n_{\gamma}\sigma_{\gamma\pi} \simeq 200 \text{ cm}^{-3} \times 0.3 \text{ mb}$ (es decir, considerando que únicamente la mitad de fotones tienen la energía requerida para la producción de piones debido a que deben estar en la cola de la distribución o viajar en la dirección del protón), es posible calcular el camino libre medio de interacción como $\lambda = 1/(n_{\gamma}\sigma_{\gamma\pi}) \simeq 5 \text{ Mpc}$ ³. No obstante, la cantidad más importante para el estudio de la supresión del flujo de RCs es la longitud de atenuación, definida como $\lambda_E^{-1} = -\frac{1}{E} \frac{dE}{dx}$ y que indica la distancia a la cual la energía se reduce a un factor $1/e$ de su valor inicial. Dado que la fracción de la energía inicial del protón que es transferida al pión es de alrededor de 20 % a 30 %, típicamente se requerirán cerca de tres interacciones para lograr esta reducción, por lo tanto, se espera que $\lambda_E \simeq 15 \text{ Mpc}$ cuando el protón se encuentra muy por encima del umbral. El panel izquierdo de la Figura 2.3 muestra el resultado de un cálculo detallado de la longitud de atenuación como función de la energía, apreciándose su disminución a partir de su valor asintótico cercano al umbral [12].

Adicionalmente, se muestra en la Figura 2.3 la contribución a las pérdidas de energía de los protones proveniente de otros dos procesos relevantes: la producción de pares electrón-positrón y las pérdidas adiabáticas por la expansión del Universo. La producción de pares es un proceso menos inelástico, puesto que cerca del umbral sólo una fracción $\sim 2m_e/m_p \simeq 10^{-3}$ de la energía inicial es perdida en cada interacción. El umbral de energía en este caso es:

$$E_{th}^{ee} \simeq \frac{m_p m_e}{\epsilon} \simeq 0.5 \text{ EeV} \left(\frac{10^{-3} \text{ eV}}{\epsilon} \right), \quad (2.3)$$

por lo tanto, los efectos de la producción de pares se extienden hasta energías menores que los de la foto-producción de piones. Las pérdidas por expansión del Universo dadas por $c/H_0 \simeq 4 \text{ Gpc}$, con $H_0 \simeq 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ el parámetro de Hubble, dominan a energías menores a 2 EeV, mientras que arriba de esta energía y hasta alrededor de 50 EeV es la producción de pares el proceso dominante y a energías superiores el efecto que domina es el de foto-producción de piones.

La predicción más importante asociada al efecto GZK es que no se espera observar protones con energías cercanas o superiores a $E_{th}^{\gamma\pi}$ provenientes de fuentes muy lejanas. Se puede definir un *horizonte* GZK como la distancia dentro de la cual fueron

³1 Mpc = 10^6 pc

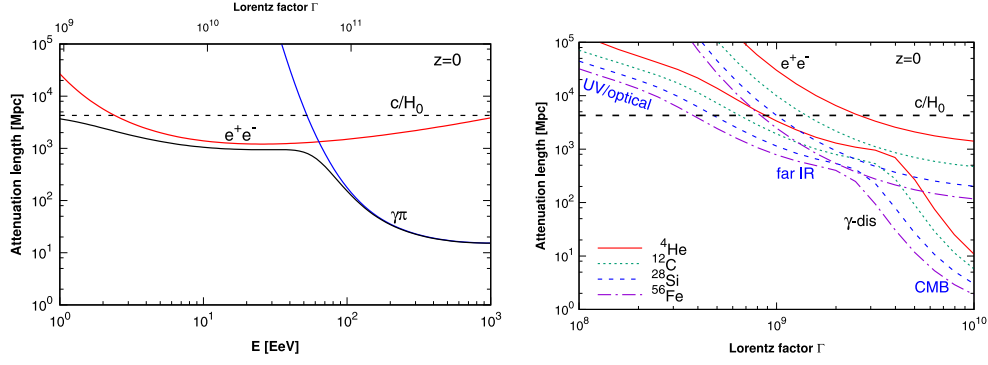


Figura 2.3: Longitud de atenuaci3n para protones como funci3n de la energa (izquierda) y para n3cleos m3s pesados como funci3n del factor de Lorentz (derecha). Calculados para un corrimiento al rojo $z = 0$. Se indican las contribuciones por separado de la producci3n de pares (e^+e^-) y la foto-desintegraci3n (γ -dis) [5].

producidos el 90 % del flujo de RCs arriba de un umbral de energa, suponiendo una distribuci3n de fuentes uniforme con luminosidades iguales y espectros siguiendo una ley de potencias [13]. La Figura 2.4 (izquierda) muestra las fracciones resultantes en funci3n de la energa umbral. El horizonte es de 200 Mpc para $E_{th} = 60$ EeV y de 90 Mpc para $E_{th} = 80$ EeV.

En el caso alternativo en que los rayos c3smicos de alta energa sean n3cleos m3s pesados con n3mero m3sico A , los efectos en la propagaci3n son diferentes dado que a una energa determinada, el factor de Lorentz se comporta como $\Gamma = E/Am_p$. De esta manera, los umbrales de energa para que ocurra la foto-producci3n de piones y la producci3n de pares se incrementan un factor A . Esto hace que las p3rdidas de energa por producci3n de piones en la interacci3n con el CMB, en el caso de n3cleos pesados, sean relevantes a energas muy por encima de las m3ximas observadas por cualquier experimento hasta el momento. En el caso de la producci3n de pares la secci3n eficaz de Bethe-Heitler crece como Z^2 y por lo tanto las longitudes de atenuaci3n son menores. Sin embargo, el efecto dominante en este caso es la *foto-desintegraci3n* nuclear, o sea, el proceso mediante el cual un n3cleo que se propaga a trav3s de un fondo de fotones se excita y emite nucleones (y eventualmente part3culas alfa) reduciendo su masa pero dejando su factor de Lorentz esencialmente constante.

Una contribuci3n importante a la foto-desintegraci3n proviene de la resonancia de dipolo gigante (GDR), 3ste es un modo colectivo de oscilaci3n nuclear de los protones en oposici3n a los neutrones. La GDR tiene un umbral de energa del fot3n, en el marco de referencia en reposo del n3cleo, de aproximadamente 10 MeV (dependiendo del n3cleo que se trate). El umbral es entonces

$$E_{th}^{\gamma-dis} = 5 \text{ EeV} \left(\frac{10^{-3} \text{ eV}}{\epsilon} \right) A, \quad (2.4)$$

correspondiente a un factor de Lorentz $\Gamma \simeq 5 \times 10^9$ cuando interact3a con el CMB.

La sección eficaz de la foto-desintegración es mucho mayor que la de foto-producción de piones, en consecuencia las longitudes de atenuación para núcleos pesados son menores que para protones, siendo éstas de algunos Mpc cuando los fotones del CMB excitan la GDR. Otro punto importante es que la magnitud de la sección eficaz hace posible que no sólo el CMB sea relevante para atenuar la energía de los núcleos sino que también entran en juego los fondos de luz extra-galácticos (EBL). Estos fondos de radiación consisten principalmente de luz con longitudes de onda en el UV/óptico e infrarrojo lejano. La energía de los fotones de esta radiación de fondo es mayor que la del CMB, por ende los umbrales de energía para la GDR son menores (ver ec. 2.4). Las longitudes de atenuación para el caso de núcleos se muestran en el panel derecho de la Figura 2.3. También se indican cuales son los fondos de radiación dominantes en el caso de la foto-desintegración. En el panel derecho de la Figura 2.4 se ilustra el horizonte GZK para el caso de núcleos de hierro. Es de notar que si bien los horizontes son parecidos al caso de los protones (panel izquierdo), los procesos físicos involucrados son muy diferentes.

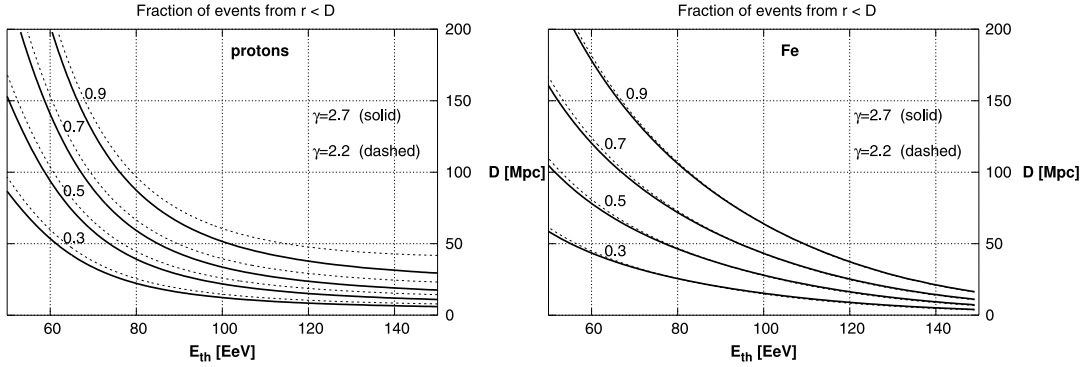


Figura 2.4: Fracción de flujo observado arriba de un umbral de energía E_{th} originado en fuentes dentro de una distancia D . Las fuentes se suponen distribuidas uniformemente y con índices espectrales $\gamma = 2.2$ y 2.7 [5]. El horizonte GZK corresponde a la curva etiquetada con 0.9. La figura de la izquierda es para protones y a la derecha para núcleos de hierro

2.2. Fuentes y mecanismos de aceleración de los RCs

El hecho de que el espectro de los RCs sea aproximadamente una ley de potencias indica que éstos son acelerados en procesos no-térmicos. Fue Enrico Fermi [14] en la década de los cuarenta el primero en proponer un mecanismo de aceleración de RCs basado en la transferencia de energía de un movimiento macroscópico a partículas microscópicas a través de su interacción con inhomogeneidades magnéticas, tales como nubes moleculares. En el marco de referencia en reposo de la nube, en el cual no hay campo eléctrico, el rayo cósmico entra en una dirección y es dispersado por el campo magnético de la nube y sale en alguna otra dirección sin cambiar de energía. Sin

embargo, visto desde el sistema de referencia en el cual la nube esta en movimiento, el RC es dispersado por la nube y gana energa si sale en la direcci3n en que 3sta se mueve y pierde energa si sale en la direcci3n contraria. Despu3s de muchos encuentros con diferentes nubes magn3ticas, con p3rdidas y ganancias de energa, los RCs eventualmente adquiriran un espectro no-t3rmico. Este mecanismo es poco eficiente porque tiene una ganancia neta de energa $\Delta E/E \propto \beta^2$ donde $\beta \ll 1$ es la velocidad de la nube en unidades de la velocidad de la luz, esta es la raz3n por la que se le conoce como aceleraci3n de Fermi de segundo orden.

Posteriormente [15–18] se entendi3 que un escenario mucho m3s ventajoso puede darse en la vecindad de las ondas de choque que se propagan a trav3s de medios magnetizados. En este caso, puesto que los gases en las dos regiones (atr3s y adelante de la onda de choque) est3n en movimiento relativo el uno hacia el otro, cuando un RC atraviesa la onda de choque tendr3 una colisi3n frontal con el medio, ser3 dispersado y eventualmente regresar3 y cruzar3 de nuevo el frente de onda con una ganancia neta de energa $\Delta E/E \propto \beta$, ahora β se refiere a la velocidad de la onda de choque cuyos valores son t3picamente mucho mayores que las velocidades de las nubes moleculares (este mecanismo se conoce como aceleraci3n de Fermi de primer orden). Este proceso de entrar y salir de la onda de choque puede repetirse muchas veces obteni3ndose ganancias de energa muy significativas. Adem3s, las ondas de choque son muy frecuentes en el universo, como por ejemplo en los GRBs, los chorros (jets) y las zonas calientes (hot spots) de los AGN. Tambi3n, puede mostrarse que el espectro de energa resultante es una ley de potencias con un 3ndice espectral $\gamma_s \simeq 2\text{--}2.3$. Esto significa que las fuentes que aceleren RCs mediante este mecanismo tienen un espectro que va como $\sim R^{-\gamma_s}$ en el cual $R \equiv p/Ze$ se conoce como la rigidez de una part3cula con momento p y carga Ze . El espectro observado (ver secci3n 2.1), tiene un 3ndice espectral a energ3as inferiores a la rodilla de $\gamma \simeq 2.6\text{--}2.7$. Estas observaciones son compatibles con la aceleraci3n de Fermi de primer orden si se tiene en cuenta que el espectro observado en la Tierra se ve modificado por el efecto del tiempo de confinamiento de las part3culas en la Galaxia, el cual depende de la rigidez como $\tau_{\text{conf}} \propto R^{-\delta}$ con $\delta \simeq 1/3$ [5]. De esta manera $\gamma = \gamma_s + \delta$ est3 en acuerdo con lo observado.

Es natural asociar el origen del grueso de los rayos c3smicos, es decir los de baja energa, con objetos dentro de nuestra Galaxia, mientras que aquellos con las energ3as m3s altas son probablemente acelerados en galaxias m3s poderosas que la nuestra. Un argumento adicional a favor del origen extra-gal3ctico de los rayos c3smicos de alta energa es la distribuci3n observada en sus direcciones de arribo, muy cercana a isotrop3a, que en el caso de fuentes gal3cticas deber3 privilegiar las direcciones a lo largo del disco de la Galaxia. Esto se debe al hecho de que para energ3as superiores al tobillo, el radio de Larmor (ec. 2.5) de una part3cula cargada de composici3n liviana supera el grosor del disco gal3ctico (~ 1 kpc) y dicha part3cula llegar3 a la Tierra con

una dirección no muy alejada de la de su fuente [19].

$$R_L = \frac{E}{ZeB} \sim 1.1 \text{ kpc } Z^{-1} \left(\frac{\mu\text{G}}{B} \right) \left(\frac{E}{10^{18} \text{ eV}} \right) \quad (2.5)$$

Una condición necesaria (pero no suficiente) para que un sitio astrofísico pueda ser considerado como sitio de aceleración de rayos cósmicos es que dicho lugar tenga una intensidad de campo magnético B y un tamaño R suficiente para confinar partículas cargadas el tiempo necesario para que sean aceleradas por algún mecanismo hasta una energía E_{max} después de la cual el radio de Larmor supera el tamaño del sitio y la partícula escapa [20]. La energía máxima esta dada por,

$$E_{\text{max}} = Ze\Gamma \left(\frac{B}{1\mu\text{G}} \right) \left(\frac{R}{1\text{kpc}} \right) \times 10^{18} \text{ eV}, \quad (2.6)$$

donde Γ representa la eficiencia del acelerador. El argumento expuesto, fue propuesto por Hillas en 1984 [21]. Esquemáticamente el razonamiento puede representarse en un diagrama como el de la Figura 2.5 en el cual se ubica en un plano B vs. R (en escala logarítmica) las posibles fuentes de rayos cósmicos de alta energía. Las rectas representan los límites arriba de los cuales se pueden acelerar protones o núcleos de hierro hasta 100 EeV. Es claro que sólo unos pocos objetos tienen la capacidad de acelerar protones hasta estas energías, mientras que núcleos más pesados pueden ser acelerados por una mayor variedad de fuentes. Algunos de los principales candidatos son los GRBs y los AGN, así como también la re-aceleración en ondas de choque en los cúmulos de galaxias o galaxias con intensa formación estelar (starburst galaxies).

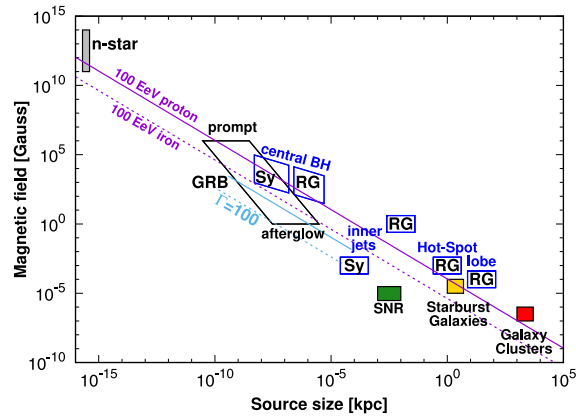


Figura 2.5: Gráfico de Hillas en el cual se muestran los principales candidatos a fuentes de rayos cósmicos de alta energía [5]. Para acelerar protones o hierros a energías mayores a 100 EeV las fuentes deben estar por encima de la línea continua o discontinua respectivamente. También se ilustran las rectas para el caso de $\Gamma = 100$, relevantes para fuentes con chorros relativistas.

2.3. Lluvias atmosf3ricas extendidas

Lluvia atmosf3rica extendida (EAS) es la denominaci3n que se le da a la cascada de part3culas secundarias generadas por la interacci3n de un rayo c3smico (conocido como part3cula primaria o simplemente primario) con la atm3sfera terrestre. Las propiedades de las lluvias atmosf3ricas var3an dependiendo del tipo de part3cula primaria que las genera. Primero se discutir3 el caso m3s simple de las cascadas puramente electromagn3ticas, en otras palabras, aquellas generadas por un fot3n o un electr3n. Posteriormente se generalizar3 para el caso de lluvias iniciadas por primarios hadr3nicos, a saber, protones o n3cleos m3s pesados.

Cuando un fot3n interacciona con el aire, cuya composici3n es aproximadamente un 78 % nit3geno y 21 % ox3geno, la mayor parte de las veces el resultado es la producci3n de pares electr3n-positr3n, con una peque1a contribuci3n de la dispersi3n Compton con electrones. Por otro lado, los electrones y positrones interactuan con los n3cleos para producir fotones por *Bremsstrahlung* o con los electrones para producir ionizaci3n y excitaci3n de los 3tomos, siendo este 3ltimo efecto relevante 3nicamente para energ3as menores al valor cr3tico $E_c \simeq 84 \text{ MeV}$.

Un modelo simplificado t3pico de una cascada electromagn3tica fue propuesto por Heitler [22]. En este modelo se supone que despu3s de cada longitud de interacci3n ℓ_{em} , las dos part3culas producidas en los procesos $\gamma \rightarrow e^+e^-$ o $e^\pm \rightarrow e^\pm\gamma$ comparten equitativamente la energ3a. Por lo tanto, en cada estadio de la interacci3n el n3mero medio de part3culas se duplica y su energ3a media disminuye a la mitad (ver Figura 2.6). El n3mero total de part3culas (fotones, electrones y positrones) despu3s de n generaciones⁴ es $N = 2^n$ y sus energ3as son $E = E_0/N$, con E_0 la energ3a del primario. Este crecimiento continua hasta que la energ3a promedio por part3cula es menor a la energ3a cr3tica E_c , momento en el cual las p3rdidas por ionizaci3n se vuelven m3s importantes y la energ3a total de la lluvia empieza a disiparse.

La cantidad relevante para todo proceso de interacci3n con el aire es la profundidad atmosf3rica, definida como la masa de aire por unidad de 3rea que atraves3 una part3cula en la direcci3n de su propagaci3n,

$$X(l) = \int_l^\infty \rho(l') dl', \quad (2.7)$$

siendo $\rho(l)$ la densidad del aire como funci3n de la posici3n.

Las p3rdidas de energ3a de part3culas cargadas en un medio se parametrizan usualmente como $dE/dX = -\alpha - E/X_0$, donde $\alpha \simeq 2 \text{ MeV}/(\text{g cm}^{-2})$ tiene en cuenta las p3rdidas por ionizaci3n y X_0 las p3rdidas radiativas (mayoritariamente bremsstrahlung). Para electrones propag3ndose en aire la longitud de radiaci3n es $X_0 \simeq 37 \text{ g cm}^{-2}$. Cuan-

⁴Por generaciones se entiende el n3mero de longitudes de interacci3n que ha atravesado la lluvia.

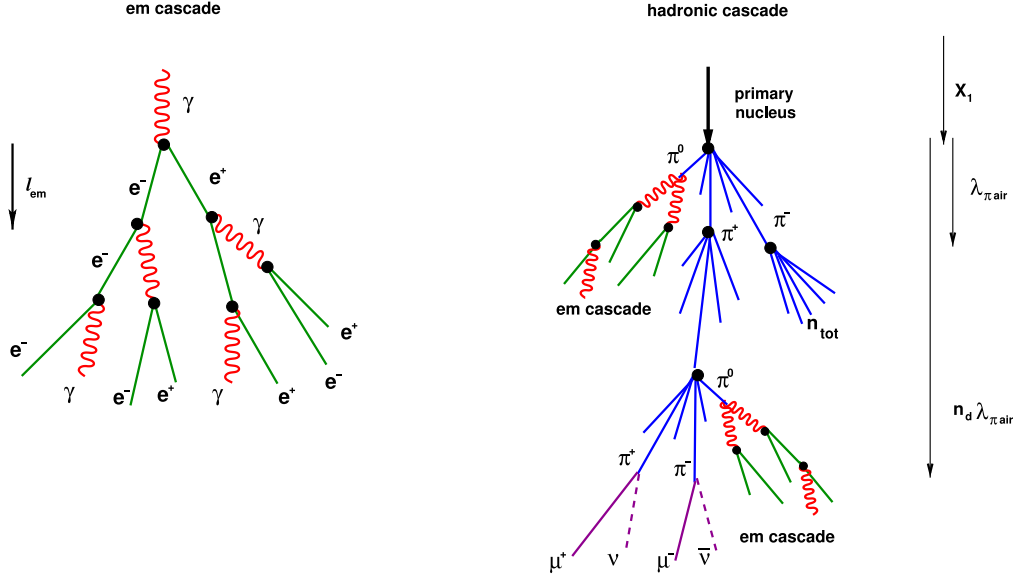


Figura 2.6: Vista esquemática del desarrollo de una cascada electromagnética (izquierda) y una hadrónica (derecha)[5].

do $E \gg E_c$, la energía de un electrón decrece como $E \propto \exp(-X/X_0)$ y se encuentra que la profundidad a la cual la energía se reduce a la mitad es $\ell_{em} \simeq X_0 \ln 2 \simeq 25 \text{ g cm}^{-2}$.

El máximo desarrollo de estas lluvias electromagnéticas se alcanza cuando la energía de las partículas es igual a la energía crítica. Siendo el número de partículas en ese momento,

$$N_{\max} \simeq \frac{E_0}{E_c} \simeq 10^{10} \frac{E_0}{\text{EeV}} \quad (2.8)$$

Esto ocurre después de un número de generaciones $n_{\max} \simeq \ln N_{\max} / \ln 2$, que es del orden de 30-40 para energías de unos pocos EeV. La profundidad atmosférica del máximo se puede estimar como,

$$X_{\max} \simeq n_{\max} \ell_{em} = X_0 \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \simeq 850 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} + D_{10}^{\text{em}} \log \left(\frac{E_0}{\text{EeV}} \right) \quad (2.9)$$

aquí se ha introducido la tasa de elongación $D_{10} \equiv d\langle X_{\max} \rangle / d \log E$, la cual representa el cambio en el promedio de la profundidad máxima por década de energía. Para este modelo $D_{10}^{\text{em}} = X_0 \ln 10 \simeq 85 \text{ g cm}^{-2}$.

Dos procesos adicionales son relevantes para lluvias electromagnéticas de altas energías. Uno de ellos es el llamado efecto Landau-Pomeranchuk-Migdal (LPM) [23, 24]. Este efecto surge por la reducción de la emisión por bremsstrahlung y por producción de pares que ocurre por la interferencia destructiva entre las amplitudes de dispersión de diferentes núcleos del aire, llevando a un aumento en la tasa de crecimiento del X_{\max} para energías arriba de 10 EeV. El otro efecto importante es que los fotones con energías

superiores a 50 EeV pueden llegar a interactuar con el campo geomagn3tico produciendo pares electr3n-positr3n y en este caso las lluvias podr3an empezar a desarrollarse incluso antes de ingresar a la atm3sfera [25].

Pasando ahora al caso de lluvias iniciadas por protones, una de las diferencias principales es que las interacciones hadr3nicas generan un n3mero grande de part3culas secundarias. T3picamente el n3mero total de part3culas por colisi3n, n_{tot} , es de decenas e incluso algunas centenas a energ3as altas. Esto implica que aunque las longitudes de interacci3n de los hadrones son generalmente mayores que las longitudes de radiaci3n electromagn3ticas, por ejemplo la longitud de interacci3n prot3n-aire es $\lambda_{\text{p-air}} \simeq 80 \text{ g cm}^{-2}$, las lluvias hadr3nicas se desarrollan m3s r3pido.

La mayor3a de los secundarios producto de la interacci3n de un prot3n con aire son piones, con cantidades parecidas de π^0 , π^+ y π^- , aunque tambi3n se producen mesones escalares m3s pesados como los kaones, mesones vectoriales como η y ρ y resonancias bari3nicas pesadas.

Se puede considerar un modelo simplificado de lluvias hadr3nicas [26] en el cual en cada generaci3n se producen n_{tot} piones con igual energ3a y de 3stos, $n_{\text{tot}}/3$ son piones neutros. Los π^0 decaen casi inmediatamente en dos fotones y 3stos a su vez desarrollan sub-cascadas electromagn3ticas como las que se discutieron anteriormente. En cambio, los piones cargados s3lo decaen mediante interacciones d3biles del tipo $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ y mientras que las longitudes de decaimiento sean mayores que las de interacci3n 3stos seguir3n interactuando en lugar de decaer. Esto ocurre siempre y cuando $\gamma c\tau_\pi > \lambda_{\pi\text{-air}}/\rho_{\text{air}}$, el factor de Lorentz es $\gamma = E/m_\pi$, la vida media de un pion cargado es $\tau_\pi \simeq 26 \text{ ns}$ y la longitud de interacci3n $\lambda_{\pi\text{-air}} \simeq 1.5\lambda_{\text{p-air}} \simeq 120 \text{ g cm}^{-2}$. Esto implica que los piones seguir3n interactuando en tanto se cumpla que su energ3a $E > E_d \simeq 100 \text{ GeV}(10^{-4} \text{ g cm}^{-3}/\rho_{\text{air}})$. A alturas por encima de 10 km a las cuales ocurre el desarrollo inicial de las lluvias: $E_d \simeq 30 \text{ GeV}$.

Dado que el canal hadr3nico cargado se lleva 2/3 de la energ3a en cada paso de la interacci3n y que el n3mero de piones con carga en cada generaci3n es $2/3 n_{\text{tot}}$, la energ3a promedio de este canal despu3s de n generaciones es,

$$\bar{E}_\pi = \frac{E_0}{(n_{\text{tot}})^n}, \quad (2.10)$$

por lo tanto, el n3mero de generaciones que tienen lugar antes de que $\bar{E}_\pi = E_d$ es,

$$n_d = \frac{\log(E_0/E_d)}{\log(n_{\text{tot}})} \quad (2.11)$$

Por ejemplo, si se adopta $n_{\text{tot}} \simeq 20$ se obtiene $n_d \simeq 5-6$ para primarios con energ3a en los EeV.

La energ3a total en la componente electromagn3tica de la lluvia despu3s de n gene-

raciones es,

$$E_{\text{em}} = E_0 - \left(\frac{2}{3}n_{\text{tot}}\right)^n \bar{E}_\pi = \left[1 - \left(\frac{2}{3}\right)^n\right] E_0 \quad (2.12)$$

y por lo tanto, después de 6 generaciones, cerca del 90 % de la energía inicial ha sido transferida a la componente electromagnética de la lluvia y el restante 10 % está esencialmente en los muones y neutrinos producto del decaimiento de los piones cargados.

Dado que una gran fracción de la energía del primario va a parar a la componente electromagnética, el máximo desarrollo de la lluvia generada por un protón puede estimarse como el máximo de las sub-cascadas electromagnéticas producidas en el decaimiento de la primera generación de piones neutros. La primera interacción produce $n_{\text{tot}}/3$ de estos piones y cada uno de ellos decae en dos fotones, por lo tanto, la cascada electromagnética según este modelo inicia con un número de fotones $2n_{\text{tot}}/3$ cada uno con energía $E_\gamma \simeq E_0/(2n_{\text{tot}})$. De acuerdo con (2.9), el máximo de la lluvia ocurre a

$$X_{\text{max}}^p \simeq X_1 + X_0 \ln \left(\frac{E_0}{2n_{\text{tot}} E_c} \right) \quad (2.13)$$

donde X_1 corresponde a la profundidad atmosférica de la primera interacción.

Esta aproximación, a pesar de ser muy sencilla, revela dos características importantes de la dependencia del máximo de la lluvia con las interacciones hadrónicas a altas energías. La primera tiene que ver con la relación con la sección eficaz protón-aire para colisiones inelásticas a través de $X_1 = \bar{A}m_p/\sigma_{p\text{-air}}^{\text{inel}}$, con $\bar{A} \simeq 14.5$ el número másico promedio del aire, y la segunda es la dependencia con la multiplicidad de las interacciones n_{tot} . Estudios más detallados tienen en cuenta por ejemplo la inelasticidad de las interacciones hadrónicas, dicho de otro modo, el hecho de que una fracción significativa de la energía inicial es transferida a una sola partícula líder (*leading particle*) y otros aspectos como la distribución de energía de las partículas secundarias, etc. Este nivel de detalle se logra mediante simulaciones de Monte Carlo. Existen diferentes códigos, tales como AIRES[27] o CORSIKA[28] los cuales incorporan distintos modelos para describir las interacciones hadrónicas como QGSJET [29], EPOS [30] o SYBILL [31]. Estos modelos fueron desarrollados haciendo énfasis en la física de las lluvias atmosféricas y son actualizados regularmente de tal forma que se ajusten a las mediciones de los colisionadores de alta energía existentes, por ejemplo el Tevatron y el LHC (Large Hadron Collider).

Estos algoritmos predicen las características principales de las cascadas, sin embargo, para describir las interacciones de rayos cósmicos de ultra-alta energía es necesario extrapolar estos modelos a energías muy superiores a las que se pueden medir actualmente en los colisionadores. Por ejemplo, la energía del centro de masa de la colisión inicial de un protón con un nucleón en un átomo del aire es $\sqrt{s} = \sqrt{2m_p E} \simeq$

$10 \text{ TeV} \sqrt{E/0.1 \text{ EeV}}$. Esta energa contrastada con la energa del centro de masa del LHC, $\sqrt{s_{pp}} \simeq 14 \text{ TeV}$, es considerablemente mayor para protones con energas por encima de 1 EeV .

Una expresi3n interesante derivada de la ecuaci3n (2.13) relaciona el m3ximo de la lluvia generada por un prot3n con el m3ximo de una cascada puramente electromagn3tica,

$$X_{\text{max}}^p \simeq X_{\text{max}}^{em} + X_1 - X_0 \ln(2n_{\text{tot}}) \quad (2.14)$$

o su an3logo para la tasa de elongaci3n,

$$D_{10}^p \simeq D_{10}^{em} + \frac{dX_1}{d \log E} - X_0 \frac{d \ln(2n_{\text{tot}})}{d \log E} \quad (2.15)$$

Este resultado sugiere que el m3ximo de una lluvia hadr3nica se producir3 antes en la atm3sfera que el correspondiente a una lluvia con la misma energa producida por un fot3n. O de manera an3loga, la tasa de elongaci3n es menor para lluvias generadas por protones que para aquellas puramente electromagn3ticas. Este tipo de propiedades hacen que la profundidad atmosf3rica del m3ximo desarrollo de las cascadas sea una cantidad de importancia central en el estudio de los rayos c3smicos.

Finalmente, en el caso en que el primario sea un n3cleo m3s pesado, las caracter3sticas principales de las lluvias se explican haciendo uso del principio de superposici3n. Este principio establece que la cascada producida por un n3cleo de n3mero m3sico A y energa E_0 es equivalente a una superposici3n de A lluvias producidas por protones con energa E_0/A . Esto implica que,

$$\langle X_{\text{max}}^A(E) \rangle \simeq \langle X_{\text{max}}^p(E/A) \rangle \quad (2.16)$$

Seg3n este modelo aproximado, un hierro alcanzar3 el m3ximo desarrollo antes que un prot3n de la misma energa. Estas caracter3sticas se reproducen razonablemente bien con simulaciones.

Otro aspecto importante para distinguir la composici3n de las part3culas primarias son las fluctuaciones en los valores de X_{max} entre lluvias de la misma energa. En el caso de protones la dispersi3n en el X_{max} se debe principalmente a las fluctuaciones del punto de primera interacci3n, y algunas pequeas contribuciones de las fluctuaciones en el consiguiente desarrollo de la componente electromagn3tica. En el caso de primarios m3s pesados, al considerarse sus lluvias como la superposici3n de varias, las fluctuaciones se promedian y por lo tanto la varianza global $\text{Var}(X_{\text{max}}^A)$ es menor que en el caso de protones $\text{Var}(X_{\text{max}}^p)$. Por ejemplo, $\text{Var}(X_{\text{max}}^p) \simeq 60 \text{ g cm}^{-2}$ mientras que $\text{Var}(X_{\text{max}}^{Fe}) \simeq 20 \text{ g cm}^{-2}$.

La Figura 2.7 muestra valores medidos de $\langle X_{\text{max}} \rangle$ en funci3n de la energa junto con

los valores esperados para lluvias iniciadas por fotones, protones y núcleos de hierro. Se pueden apreciar las características generales discutidas previamente.

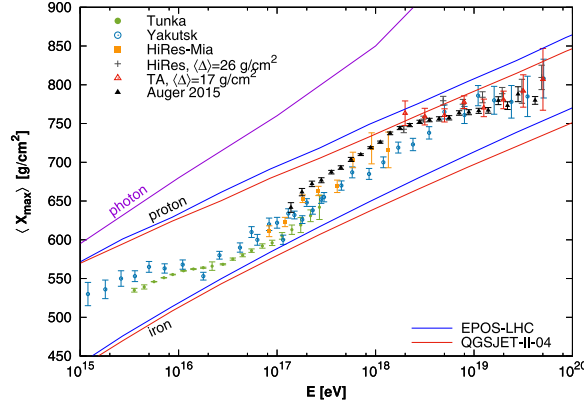


Figura 2.7: Mediciones de $\langle X_{\max} \rangle$ como función de la energía, según diferentes experimentos. Además se muestran las predicciones para lluvias iniciadas por fotones, así como también las esperadas por diferentes modelos hadrónicos para lluvias iniciadas por protones y hierros [5]. Las mediciones de HiRes y TA fueron corridas una cantidad $\langle \Delta \rangle$ para corregir efectos del detector (ver [32]).

Otro ingrediente importante de las lluvias hadrónicas es su componente muónica. El caso más simple es considerar que todos los muones son producidos por los piones cargados una vez que éstos alcanzan la energía crítica E_d por debajo de la cual decaen en lugar de interactuar. En el caso de protones esto ocurre en la generación n_d (ec. 2.11) a una energía dada por la ecuación (2.10). El número de muones es entonces,

$$N_\mu = \left(\frac{2}{3} n_{\text{tot}} \right)^{n_d} = \left(\frac{E_0}{E_d} \right)^\alpha, \quad (2.17)$$

en el cual

$$\alpha = \frac{\log(2/3 n_{\text{tot}})}{\log n_{\text{tot}}} \simeq 1 - \frac{\log 1.5}{\log n_{\text{tot}}}. \quad (2.18)$$

Este exponente es del orden $\alpha \simeq 0.87\text{--}0.91$ para multiplicidades entre las decenas y centenas. Esto sugiere que cuando la energía del primario aumenta, una fracción mayor de ésta se transfiere a la componente electromagnética con la consecuente reducción de la energía disponible para los muones. Como resultado, el número de muones tiene un crecimiento menos lineal con la energía en contraste al crecimiento lineal de la componente electromagnética (ec. 2.8).

En el caso de núcleos de número másico A , usando el principio de superposición se tiene que,

$$N_\mu^A = \left(\frac{E_0}{A E_d} \right)^\alpha = A^{1-\alpha} N_\mu^p \quad (2.19)$$

Esto implica que el número de muones aumenta para rayos cósmicos más pesados.

Este hecho puede explicarse porque los nucleones que componen el n3cleo hacen que sea menor el n3mero de generaciones antes de que los piones cargados puedan decaer y como consecuencia la energ3a transferida al canal electromagn3tico es menor y por ende mayor el n3mero de muones. En particular, para el caso del hierro se espera que $N_{\mu}^{Fe}/N_{\mu}^p \simeq 56^{1-\alpha} \simeq 1.5$. Esta propiedad es de gran utilidad para inferir la composici3n de las part3culas primarias mediante el uso de detectores con la capacidad de medir el contenido de muones. Este fue el caso del experimento KASCADE y es el objetivo de las mejoras programadas en el Observatorio Pierre Auger.

En cuanto a su forma, las lluvias se desarrollan tanto longitudinal como transversalmente a su direcci3n de propagaci3n. El *eje* de la lluvia une la direcci3n de llegada a la atm3sfera de la part3cula primaria con el punto de contacto del centro de la cascada con la superficie terrestre. Alrededor de este eje se encuentra el centro o n3cleo de la lluvia que contiene una gran densidad de part3culas y por ende la mayor cantidad de la energ3a. El *frente* de la lluvia se desplaza en la direcci3n del eje, usualmente su forma se aproxima por un plano, una esfera o una par3bola. El valor de la curvatura que tiene el frente de la lluvia en el punto donde se intersecta con el eje es conocido como el *radio de curvatura* de la lluvia.

La distribuci3n longitudinal de la componente electromagn3tica de las lluvias se describe com3nmente mediante una funci3n de Gaisser-Hillas [33]

$$N_e = N_{\max} \left(\frac{X - X_1}{X_{\max} - X_1} \right)^{\frac{X_{\max} - X_1}{\lambda}} \exp \left(\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right), \quad (2.20)$$

en la que $\lambda \simeq 70 \text{ g cm}^{-2}$ es la longitud de atenuaci3n efectiva. La Figura 2.8 muestra el perfil longitudinal calculado a partir de simulaciones de lluvias generadas por protones de 10 EeV ingresando a 60° con respecto al cenit del lugar de observaci3n.

En el caso de los muones, la profundidad de su m3xima producci3n por decaimiento de piones es aproximadamente $X_{\max}^{\mu} \simeq n_d \lambda_{\pi\text{-air}} (\simeq 500\text{-}600 \text{ g cm}^{-2}$ a energ3as en los EeV). A profundidades mayores, el perfil longitudinal permanece casi constante en virtud de que la producci3n de nuevos muones se reduce y solamente decaen aquellos con energ3as m3s bajas. Esta forma puede apreciarse en la Figura 2.8.

La distribuci3n transversal o lateral de las lluvias a nivel del suelo es una propiedad importante en el estudio de los rayos c3smicos, especialmente para aquellos detectores ubicados en tierra. En el caso de lluvias puramente electromagn3ticas existe una aproximaci3n anal3tica de la densidad de part3culas, obtenida por Nishimura, Kamata y Greisen (NKG) [34, 35] que tiene la forma,

$$\frac{dN_e}{dr^2} \propto r_M^{-2} \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_M} \right)^{s-4.5}, \quad (2.21)$$

ac3 r es la distancia radial medida desde el eje de la lluvia a lo largo del plano per-

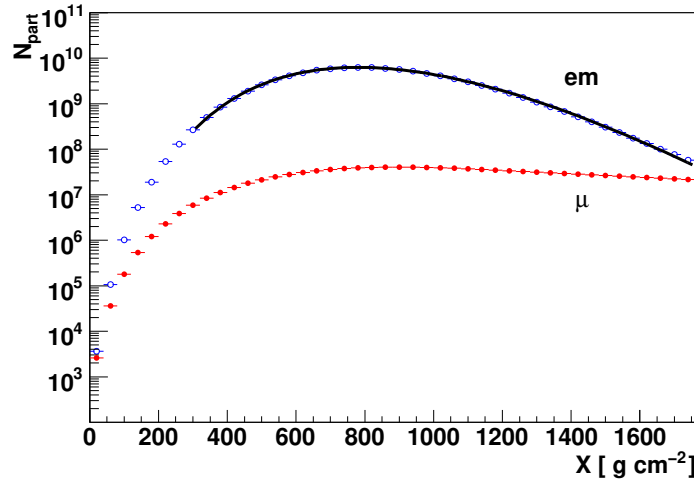


Figura 2.8: Perfil longitudinal promedio para lluvias iniciadas por un protón de 10 EeV simuladas con CORSIKA-QGSJETII. La curva negra muestra el ajuste a una función de Gaisser-Hillas de la componente electromagnética [5].

pendicular a dicho eje. El radio de Molière $r_M \simeq 90 \text{ m}(10^{-3} \text{ g cm}^{-3}/\rho_{\text{air}})$ determina la extensión lateral de la lluvia, debida principalmente a la dispersión coulombiana múltiple. El parámetro $s = 3X/(X + 2X_{\text{max}})$ se conoce como la *edad* de la lluvia y vale $s = 1$ en el máximo.

Para las lluvias hadrónicas, la componente electromagnética es regenerada constantemente por las interacciones en el núcleo de la lluvia y el decaimiento de muones y por lo tanto su perfil lateral es diferente y más extendido. La componente muónica en cambio, al generarse muy arriba en la atmósfera tiene un perfil lateral relativamente plano, más plano cuanto más pesado es el núcleo que la generó.

Capítulo 3

El observatorio Pierre Auger

“Science knows no country, because knowledge belongs to humanity, and is the torch which illuminates the world.”

— Louis Pasteur

3.1. Descripción del observatorio

El observatorio Pierre Auger es actualmente el detector de rayos cósmicos de ultra-alta energía más grande del mundo. Su diseño híbrido combina un extenso detector de superficie (SD) con un detector de fluorescencia (FD). El SD está formado por un arreglo principal de 1660 estaciones Cherenkov, dispuestas en una red triangular y separadas 1500 m entre sí, y un arreglo más pequeño anidado dentro del principal y cuya separación entre estaciones es de 750 m. En total, el área cubierta por este detector de superficie es $\sim 3000 \text{ km}^2$ y está representado en la Figura 3.1. El arreglo está ubicado entre las latitudes 35° y 35.3° Sur y entre las longitudes 69° y 69.4° Oeste y a una altitud promedio de 1400 m.s.n.m.

Su operación híbrida le permite al observatorio detectar rayos cósmicos de las más altas energías mediante dos técnicas complementarias. El detector de superficie observa el perfil lateral de las lluvias atmosféricas a nivel del suelo, siendo sensible tanto a la componente electromagnética de la lluvia como a la muónica. El SD opera 24 h al día lo que le da una cobertura total y uniforme en ascensión recta. Para energías arriba de $3 \times 10^{18} \text{ eV}$ y ángulos cenitales menores a 60° cualquier lluvia que caiga sobre cualquier lugar del arreglo se detecta con 100 % de eficiencia sin importar la masa de la partícula primaria [36]. Por otro lado, el detector de fluorescencia registra el desarrollo longitudinal de las lluvias de partículas en la atmósfera. La fluorescencia se emite isotrópicamente en la parte ultra-violeta del espectro y es producida principalmente por la componente electromagnética de las cascadas. Los periodos de observación están

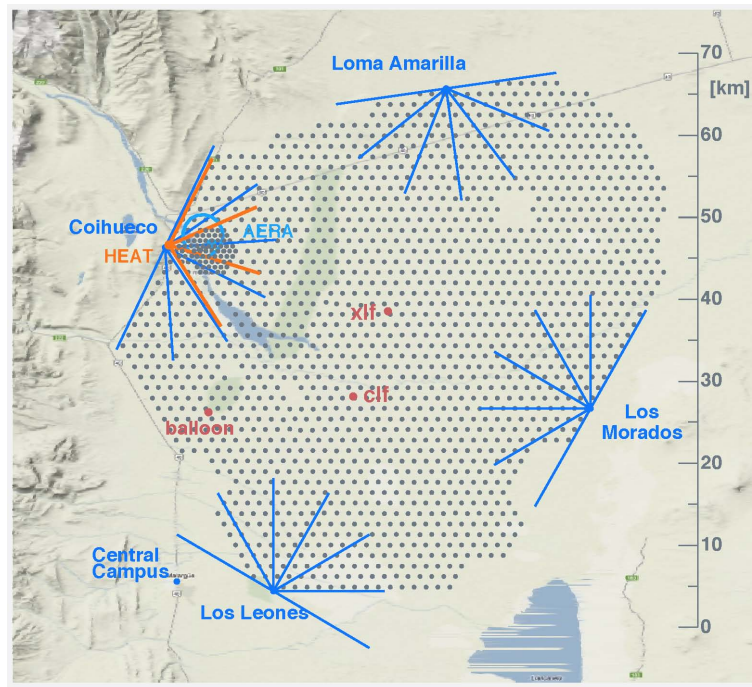


Figura 3.1: El observatorio Pierre Auger. Cada punto corresponde a una de las estaciones del detector de superficie. También están indicados los sitios de los telescopios de fluorescencia y las instalaciones de monitoreo CLF y XLF.

limitados a las noches oscuras (sin luna) y con nubosidad reducida, representando un 15% de tiempo de operación. A pesar de esta limitación, el FD tiene la gran ventaja de permitir la estimación cuasi-calorimétrica de la energía del rayo cósmico primario. Esto se debe a que la producción de luz fluorescente es proporcional a la energía de colisión depositada en la atmósfera. Además, la profundidad del máximo desarrollo de la lluvia, X_{\max} , es un observable para este detector. Con la información recolectada por ambos detectores es posible reconstruir de manera confiable la dirección de llegada y la energía de la partícula primaria que generó la cascada.

3.1.1. El Detector de superficie

Cada una de las estaciones del detector de superficie está compuesta por un tanque de 3.6 m de diámetro y 1.2 m de altura, en su interior contiene una bolsa de Tyvek sellada, cuya superficie interna es reflectora. Esta bolsa contiene 12000 litros de agua ultra-pura. Tres tubos foto-multiplicadores (PMTs) observan el volumen de agua desde la parte superior de la bolsa. Los PMTs detectan la luz que emiten las partículas relativistas, tales como, muones, electrones, positrones y fotones (cuando crean pares electrón-positrón) al pasar a través del agua, suceso conocido como efecto Cherenkov. Esta luz, captada por el foto-cátodo de los PMTs, se transforma en una corriente eléctrica que posteriormente es digitalizada por un conversor analógico a digital tipo flash. Posteriormente, la señal digitalizada es evaluada mediante una cadena de jerarquía

de disparo y eventualmente si cumple los requerimientos para ser considerada como potencial señal de rayos cósmicos, será enviada mediante comunicación inalámbrica al sistema central de adquisición de datos (CDAS).

Las estaciones son autónomas, alimentadas por paneles solares que proveen la potencia necesaria para el funcionamiento de los PMTs, la electrónica, el sistema de comunicaciones y demás elementos. La Figura 3.2 muestra una foto de una de las estaciones en la cual se indican los principales componentes de la misma.

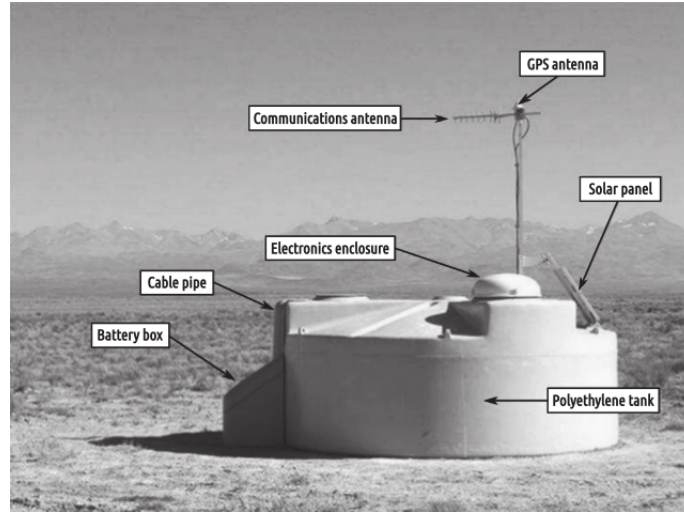


Figura 3.2: Esquema de una de las estaciones de superficie del observatorio Pierre Auger. Se indican sus componentes principales [37].

La ganancia de los PMTs se calibra *in situ* con los muones atmosféricos ya que éstos generan una señal que está bien caracterizada y que es proporcional a la longitud de camino que atraviesan dentro del detector. En un histograma de carga¹ de un PMT, la señal debida a un muon que atraviesa el detector tiene un pico claramente identificable. La posición de este pico se emplea como parámetro de calibración, relacionándolo con la señal promedio que produciría en los 3 PMTs del tanque un muon que atraviesa verticalmente por el centro del detector. Esta señal se define como 1 VEM (Vertical Equivalent Muon) y comprende la unidad básica de referencia común entre tanques, además de ser la unidad utilizada para el ajuste de la función de distribución lateral.

Dado que el ancho de banda disponible en cada estación para su comunicación con el CDAS es limitado, se hace necesario implementar la calibración y varias funciones de selección de disparo a nivel de la electrónica de cada una de las estaciones. Dentro de las cadenas de disparo están: la cadena de disparo de «scalers», el disparo de calibración y la selección de disparo principal. El disparo de scalers se utiliza para seleccionar eventos de muy baja energía para aplicaciones auxiliares, como por ejemplo estudios de clima espacial. El disparo de calibración se utiliza para construir los histogramas de

¹Un histograma de carga es el histograma de las cargas integradas de los pulsos registrados por cada PMT durante un determinado período de tiempo [38].

calibración y para convertir las señales a unidades de VEM.

La cadena de disparo principal completa es una estructura jerárquica de cinco niveles, de los cuales los dos primeros niveles, $T1$ y $T2$, son realizados localmente en cada estación. Los niveles $T1$ y $T2$ se alcanzan cuando se cumplen ciertas condiciones sobre la intensidad total o la forma de la señal [36]. Se subdividen a su vez en dos categorías: La primera, llamada TH por *threshold* (umbral), se alcanza cuando la señal en algún bin de señal² supera un valor umbral prefijado. Este modo selecciona señales grandes que no están necesariamente extendidas en el tiempo, por lo cual es efectivo para la detección de lluvias muy inclinadas donde la componente muónica es dominante. La segunda categoría se denomina ToT , por *time over threshold* (tiempo sobre umbral), y se alcanza cuando las señales en un número prefijado de bins superan un valor umbral, mucho menor que el de la categoría TH . El ToT selecciona secuencias de señales pequeñas pero de larga duración, siendo eficientes para la detección de eventos verticales.

El tercer nivel de disparo, $T3$, se implementa en el CDAS y tiene en cuenta la correlación espacio-temporal entre las estaciones disparadas que alcanzaron el nivel $T2$. Una vez que se alcanza el nivel de disparo $T3$ todas las señales, junto con los datos de calibración de las estaciones, son archivadas para su análisis posterior. A ese conjunto de datos se lo identifica como un evento.

El nivel $T4$ distingue si un evento reúne los requisitos para haber sido originado por un rayo cósmico (evento físico) o si se trata simplemente de un suceso casual o un fallo en el sistema de medición. Finalmente, el nivel $T5$ selecciona aquellos eventos $T4$ que satisfacen condiciones adicionales que garantizan la calidad de la reconstrucción. De acuerdo al grado de restricción que impone, los $T5$ se dividen en tres categorías: la más restrictiva, pero también la que asegura una selección independiente de la reconstrucción, es la denominada $6T5$. Tal criterio escoge sólo aquellos eventos en los cuales la estación con la mayor señal tiene sus seis estaciones vecinas en funcionamiento en el momento de la detección, sin importar si fueron disparados o no. La segunda categoría es la $5T5$, la cual permite eventos con cinco detectores vecinos en funcionamiento. Por último están los $4T5$ que requieren sólo cuatro estaciones vecinas operativas. Estas últimas dos categorías tienen además subdivisiones relacionadas con la posición del punto de impacto de la lluvia. Una descripción detallada del sistema de disparo del observatorio Auger puede encontrarse en [36].

²Se conoce como *bin de señal* al intervalo entre dos pulsos sucesivos del reloj de la estación, equivalente a 25 ns [38]

3.1.2. El Detector de fluorescencia

El detector de fluorescencia consta de 24 telescopios ubicados en 4 sitios: Los Leones, Los Morados, Loma Amarilla y Coihueco (ver Figura 3.1). Cada sitio tiene 6 telescopios que observan la atmósfera encima del detector de superficie. Cada telescopio tiene un campo de visión de $30^\circ \times 30^\circ$ en azimuth y elevación. La mínima elevación es de 1.5° sobre el horizonte. Los telescopios están orientados hacia el interior del arreglo SD y los 6 combinados alcanzan los 180° de cobertura azimutal.

La Figura 3.3 muestra un esquema de los componentes principales de un telescopio del FD. El diseño del telescopio está basado en la óptica Schmidt por su reducción de la aberración coma en grandes sistemas ópticos. La luz de fluorescencia, producida por el nitrógeno al cambiar su estado de excitación a causa del paso de una lluvia atmosférica, es emitida isotrópicamente y llega al telescopio a través de un diafragma circular de 1.1 m de diámetro cubierto con un filtro UV. La luz es enfocada por un espejo esférico, con un radio de curvatura de ~ 3.4 m y un área de ~ 13 m², en una superficie focal esférica de radio de curvatura ~ 1.7 m. Dado su gran tamaño el espejo principal fue dividido en segmentos más pequeños y por ende más livianos y fáciles de transportar. En la superficie focal se ubica la cámara que está compuesta por una matriz de 22×20 pixeles. Cada píxel es un tubo foto-multiplicador que colecta la luz para su consiguiente digitalización por la electrónica.

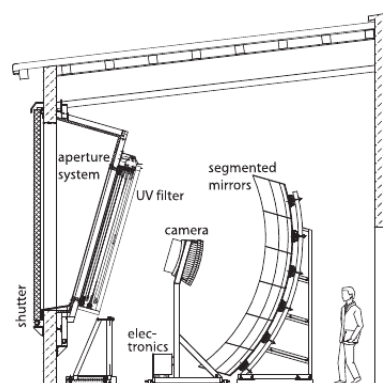


Figura 3.3: Esquema de un telescopio de fluorescencia con sus principales componentes. [37].

Todas las noches, durante el periodo de operación del detector de fluorescencia, se realizan pruebas de funcionamiento mediante el envío de pulsos de láser UV dirigidos a la atmósfera. Estos pulsos son emitidos desde dos instalaciones cercanas al centro del arreglo de superficie, conocidas como CLF (por Central Laser Facility) y XLF (por eXtreme Laser Facility). Su localización puede verse en la Figura 3.1.

La luz dispersada por los pulsos de láser es detectada por los telescopios de la misma manera que detectan la luz proveniente de las lluvias de rayos cósmicos. Sin embargo, a diferencia de las lluvias, la dirección, la energía y la tasa de producción de los pulsos láser puede ser controlada y programada a voluntad. Esto permite disparar pulsos en

direcciones específicas de interés, por ejemplo: verticalmente o apuntando a algún lugar y/o objeto astrofísico relevante (centro galáctico, Cen A,...). Los datos provenientes de los pulsos en cuestión, permiten evaluar el desempeño del FD, medir faltas de balance temporales SD-FD, chequear la sensibilidad direccional del FD y medir los perfiles verticales de la profundidad óptica de los aerosoles en la atmósfera. La reconstrucción precisa del perfil longitudinal de las lluvias atmosféricas requiere la conversión de una señal electrónica a un flujo de luz para cada pixel que recibe una porción de la señal de la lluvia. Por esta razón, es esencial la calibración absoluta de la respuesta del detector y con este fin existen sistemas locales de calibración que se ejecutan periódicamente durante el tiempo de operación. Para más detalles acerca del detector de fluorescencia; su calibración, operación y monitoreo refiérase a [39].

3.2. Reconstrucción de los eventos del SD

La reconstrucción de la energía y la dirección de llegada de los rayos cósmicos que disparan el detector de superficie se basa en el tiempo y el tamaño de las señales registradas por las estaciones individuales. A las energías más altas, superiores a 10 EeV, la señal que deja una lluvia atmosférica sobre el suelo se extiende más de 25 km². Muestreando los tiempos de arribo y la señal depositada en el detector es posible determinar la geometría de la lluvia, su distribución lateral a nivel del suelo y la dirección de incidencia del rayo cósmico (para una descripción general de las lluvias atmosféricas y su forma, refiérase a la sección 2.3 y las referencias allí citadas).

Para asegurar la calidad de la reconstrucción es necesario que los eventos seleccionados cumplan con los requisitos impuestos por la cadena de disparo descrita en la sección 3.1.1.

3.2.1. Geometría de la lluvia

En una primera aproximación la dirección de llegada de las lluvias se estima mediante el ajuste a un frente plano de los tiempos iniciales de las señales, t_i , en cada estación disparada. Cuando hay suficientes estaciones disparadas, es posible usar un modelo más detallado en el cual la evolución del frente de la lluvia se aproxima por una esfera cuyo radio crece a la velocidad de la luz (ver Figura 3.4), esto es:

$$c(t_i - t_0) = |\vec{x}_{sh} - \vec{x}_i| \quad (3.1)$$

donde \vec{x}_i son las posiciones de las estaciones en el piso y \vec{x}_{sh} y t_0 son la posición y el tiempo *virtual* dónde la lluvia habría empezado su desarrollo. Con este ajuste de cuatro parámetros se determina el radio de curvatura de este frente esférico a partir del tiempo en el cual el núcleo de la lluvia alcanza el suelo.

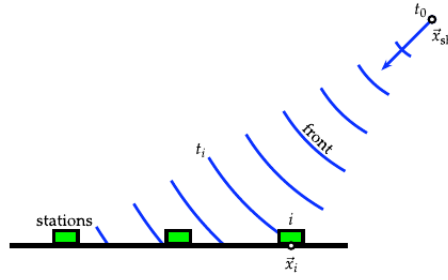


Figura 3.4: Esquema de la evolución del frente de una lluvia atmosférica [37].

3.2.2. Función de distribución lateral

El punto de impacto de las lluvias en el piso, \vec{x}_{gr} , se calcula a partir de ajustes a las señales en las estaciones. La función de distribución lateral (LDF) se ajusta mediante el método de máxima verosimilitud. Este método tiene en cuenta también las probabilidades de las estaciones que no fueron disparadas y de aquellas saturadas debido a su cercanía al eje de la lluvia. La Figura 3.5 muestra un ejemplo de la huella de un evento producido por una rayo cósmico con una energía de (104 ± 11) EeV y un ángulo cenital de $(25.1 \pm 0.1)^\circ$. La LDF para este mismo evento se muestra en la Figura 3.6. La función usada para describir la distribución lateral de las señales a nivel del suelo es una función de Nishimura-Kamata-Greisen modificada [37];

$$S(r) = S(r_{\text{opt}}) \left(\frac{r}{r_{\text{opt}}} \right)^\beta \left(\frac{r + r_1}{r_{\text{opt}} + r_1} \right)^{\beta+\gamma} \quad (3.2)$$

en la que $r_1 = 700$ m y r_{opt} es la distancia óptima³. También suele usarse la denominada parábola Log-Log que es una función de la forma [38]:

$$S(r) = S(r_{\text{opt}}) \left(\frac{r}{r_{\text{opt}}} \right)^{\beta+\gamma \ln\left(\frac{r}{r_{\text{opt}}}\right)} \quad (3.3)$$

Para el arreglo SD principal con una separación entre estaciones de 1.5 km la distancia óptima es $r_{\text{opt}} = 1000$ m. La señal a esta distancia, $S(1000)$, es un estimador del tamaño de la lluvia y se utiliza para la asignación de la energía asociada al rayo cósmico primario.

Los parámetros β y γ dependen del ángulo cenital y del tamaño de la lluvia. En los eventos con ángulos cenitales hasta 60° la lluvia está en un estado de desarrollo menor que para lluvias más inclinadas y que han atravesado mayor cantidad de materia, razón por la cual la LDF es más empinada para las primeras, consecuencia de las diferentes contribuciones de las componentes muónica y electromagnética. En aquellos eventos

³La distancia óptima es aquella a la cual tanto el impacto de las fluctuaciones lluvia a lluvia sobre las fluctuaciones en la señal medida y la dependencia de la composición son mínimas al considerar la separación de los detectores en el arreglo de superficie (1500 m)

para los cuales el número de estaciones disparadas es mayor a cinco, el parámetro β se deja libre y se determina mediante un ajuste de las señales en cada estación. Cuando esto no es posible (porque el número de estaciones disparadas es menor o igual a cinco) los valores de la pendiente se obtienen de una parametrización determinada a partir de los eventos con más de 5 estaciones. Por otro lado, para γ se usa una parametrización obtenida de simulaciones [38].

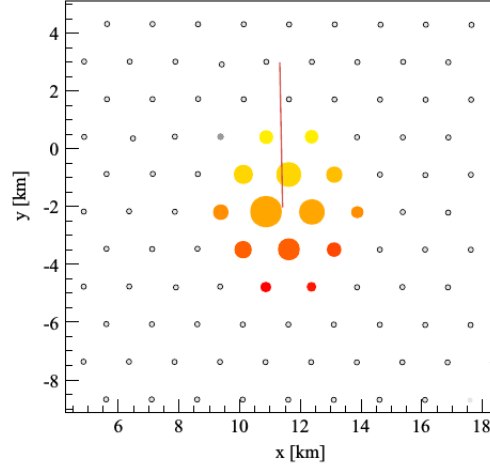


Figura 3.5: Ejemplo del tamaño y distribución de las señales inducidas por una lluvia atmosférica en el arreglo de superficie. El color representa el tiempo en el cual el frente de la lluvia alcanza la estación, desde las primeras (amarillo) hasta las últimas (rojo) en ser disparadas. El tamaño de los círculos es proporcional al logaritmo de la señal [37].

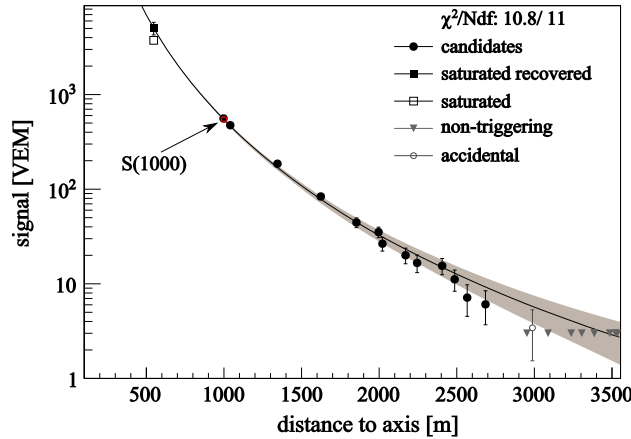


Figura 3.6: Función de distribución lateral de las señales para el evento de la Figura 3.5 [37].

3.2.3. Dirección de llegada de la lluvia

El eje de la lluvia \hat{a} se determina a partir del origen virtual de la lluvia, tomado de la reconstrucción de la geometría, y el punto de impacto en el suelo, obtenido en la

estimación de la distribución lateral. Siendo entonces:

$$\hat{a} = \frac{\vec{x}_{sh} - \vec{x}_{gr}}{|\vec{x}_{sh} - \vec{x}_{gr}|} \quad (3.4)$$

La resolución angular del proceso de reconstrucción se muestra en la Figura 3.7. Los detalles sobre su estimación se encuentran en [40]. Como puede observarse, la resolución angular para eventos con más de tres estaciones disparadas es menor a 1.6° y para aquellos con más de seis estaciones es menor a 0.9° .

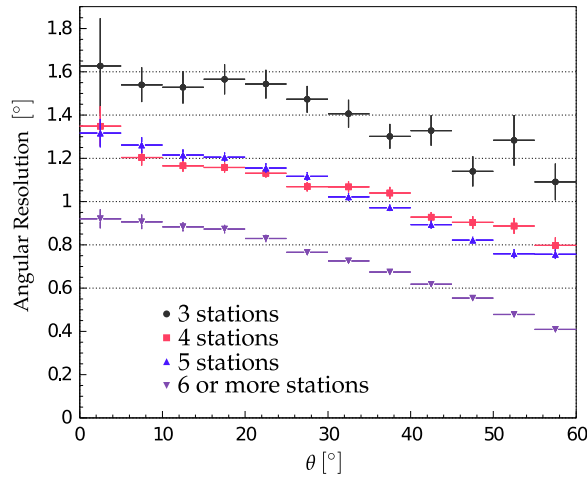


Figura 3.7: Resolución angular como función del ángulo cenital θ para eventos con energía superior a 3 EeV y diferentes multiplicidades [40].

3.2.4. Calibración de la energía

Para una misma energía, el valor de $S(1000)$ depende del ángulo cenital θ , debido a la atenuación de las partículas de la lluvia y a efectos geométricos. Suponiendo que el flujo de rayos cósmicos es en buena aproximación isótropo, la curva de atenuación en función de θ puede estimarse a partir de los datos mediante el método de corte de intensidad constante (CIC) [41]. El CIC asigna a cada señal $S(1000)$ una señal de referencia $S_{38} = S(1000)/f_{\text{CIC}}(\theta)$ que puede interpretarse como la señal que produciría el mismo RC si hubiese llegado con $\theta = 38^\circ$ (la mediana de los eventos con $\theta < 60^\circ$). La función f_{CIC} tiene en cuenta los efectos de atenuación en la atmósfera y es usual su parametrización con un polinomio cúbico en la variable $x \equiv \cos^2 \theta - \cos^2 38^\circ$ de la forma

$$f_{\text{CIC}}(\theta) = 1 + bx + cx^2 + dx^3 \quad (3.5)$$

Esta función de atenuación depende de la señal de referencia a la que se calcule. La Figura 3.8 muestra la curva de atenuación deducida a partir de los datos de $S(1000)$ para un $S_{38} \simeq 40$ VEM correspondiente a una energía aproximada de 8 EeV. Los

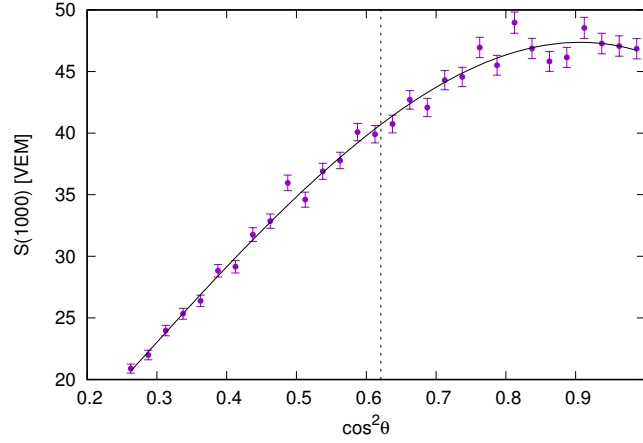


Figura 3.8: Curva de atenuación en función de $\cos^2 \theta$. Los puntos corresponden a los datos y la curva al ajuste. La línea vertical indica el valor de $\cos^2 38^\circ$.

coeficientes que mejor se ajustan en este caso son: $b = 1.05 \pm 0.04$, $c = -1.33 \pm 0.08$ y $d = -1.2 \pm 0.4$.

Para estimar la energía de los RCs que generaron las lluvias medidas en el SD se aprovecha el diseño híbrido del Observatorio. Las lluvias que son registradas simultánea e independientemente por el FD y el SD se usan como método de calibración. Únicamente se emplean aquellos eventos que cumplan con ciertos criterios de alta calidad, cuyo ángulo cenital es menor a 60° y su energía es mayor al umbral de eficiencia completa del SD (3 EeV). De esta manera se relaciona la señal del SD con la medición de energía cuasi-calorimétrica del FD, E_{FD} .

El paso final en la calibración es relacionar E_{FD} con S_{38} en este subconjunto de eventos híbridos de alta calidad. La correlación de las dos variables se obtiene mediante un método de máxima verosimilitud [42, 43]. La función que describe la relación entre ambas cantidades es

$$E_{FD} = A(S_{38}/\text{VEM})^B \quad (3.6)$$

Los parámetros que mejor se ajustan a los datos son $A = (0.178 \pm 0.003)$ EeV y $B = 1.042 \pm 0.005$ [44]. La Figura 3.9 muestra la correlación entre S_{38} y E_{FD} junto con el resultado del ajuste (línea roja).

Por lo tanto, el estimador final de la energía para los eventos del SD es:

$$E_{SD} = A(S(1000)/f_{\text{CIC}}(\theta)/\text{VEM})^B. \quad (3.7)$$

3.2.5. Reconstrucción de lluvias inclinadas

Los rayos cósmicos que llegan con $\theta > 60^\circ$ inducen lluvias que al llegar al suelo están dominadas por la componente de muones puesto que la componente electromagnética

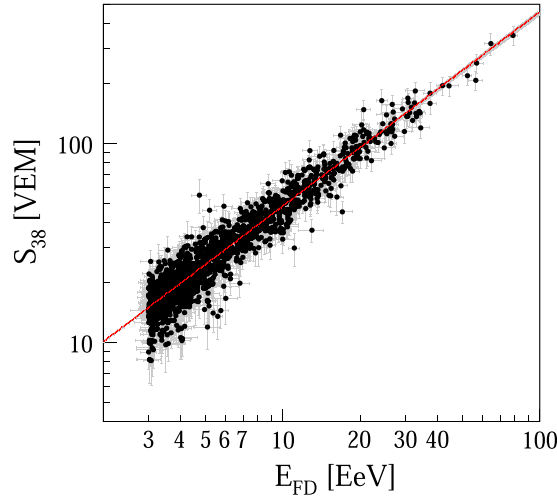


Figura 3.9: Correlación entre S_{38} y E_{FD} [37].

ha sido absorbida casi completamente por la gran cantidad de atmósfera atravesada. A estos eventos se los conoce como lluvias *inclinadas*. Estas lluvias generan patrones de señal alargados y asimétricos en el detector de superficie con pulsos temporales angostos, característicos de frentes de lluvia muónicos. La reconstrucción de eventos inclinados difiere de lo expuesto hasta ahora para los eventos *verticales*, es decir, aquellos con $\theta < 60^\circ$. Los eventos se seleccionan exigiendo coincidencias espacio-temporales en el patrón de señales de las estaciones disparadas que deben ser consistentes con la llegada de un frente de lluvia. Después de la selección de eventos, la dirección de arribo (θ, ϕ) se determina mediante un ajuste de los tiempos de llegada a las estaciones disparadas con un modelo del frente de la lluvia, usando un procedimiento estándar de minimización del χ^2 . La precisión angular depende del número de estaciones disparadas, el tamaño de sus señales y el ángulo cenital de la lluvia. Típicamente, la resolución es mejor cuanto más inclinada sea la lluvia aunque esta tendencia se invierte para eventos arriba de 80° . La resolución angular es cotejada con simulaciones; los ángulos cenitales y azimutales reconstruidos tienen un sesgo menor a 0.08° y 0.02° , respectivamente y la resolución angular es mejor que 0.5° , reduciéndose a 0.35° para las energías más altas [45].

Una vez que la dirección de arribo ha sido establecida, se define el tamaño de la lluvia N_{19} a través de la relación,

$$\rho_\mu = N_{19} \rho_{\mu,19}(x, y, \theta, \phi), \quad (3.8)$$

en la que ρ_μ es la densidad de muones en el suelo, definida en el plano perpendicular al eje de la lluvia, predicha por los modelos y que se usó para ajustar las señales en los detectores. La densidad de referencia $\rho_{\mu,19}$, se obtiene a partir de simulaciones de protones de 10^{19} eV usando CORSIKA con los modelos de interacción QGSJET-03 [46]

y FLUKA [47], los ángulos (θ, ϕ) describen la dirección de llegada de la lluvia y (x, y) son las coordenadas con respecto al eje de la lluvia en el plano perpendicular a éste.

La estimación del N_{19} se hace mediante un ajuste de máxima verosimilitud de la densidad ρ_μ con las señales medidas y se soporta en un modelo detallado de la respuesta del detector al paso de muones, simulado con GEANT4 [48]. La incerteza relativa del N_{19} decrece de cerca del 13 % para $N_{19} = 0.7$ ($E = 4 \text{ EeV}$) a alrededor de 4 % para $N_{19} = 10$ ($E = 60 \text{ EeV}$).

Finalmente, en analogía con los eventos verticales, es posible obtener una correlación entre el N_{19} y la energía reconstruida con el FD a través de un subconjunto de eventos híbridos que satisfacen ciertos criterios de calidad. La correlación se describe mediante una ley de potencias,

$$N_{19} = A \left(\frac{E_{\text{FD}}}{10^{19} \text{ eV}} \right)^B, \quad (3.9)$$

la cual se invierte para dar la conversión a la energía. El ajuste se basa en el método de máxima verosimilitud a medida [43] que tiene en cuenta el corte en energía que de otra manera distorsionaría un ajuste de mínimos cuadrados estándar. Los parámetros resultantes son $A = 1.723 \pm 0.023$ y $B = 0.984 \pm 0.020$ y el resultado se muestra en la Figura 3.10. De esta forma, la ecuación 3.9 se puede usar para convertir N_{19} en la energía de la lluvia E_{SD} para todos los eventos inclinados registrados por el SD. La incertidumbre estadística de las constantes A y B se convierten a incertezas en E_{SD} las cuales abarcan entre 1.5 % a 10^{19} eV y 5 % a 10^{20} eV . Adicionalmente, existe una incerteza global de 14 % asociada con la incertidumbre en la medición de energía en el FD.

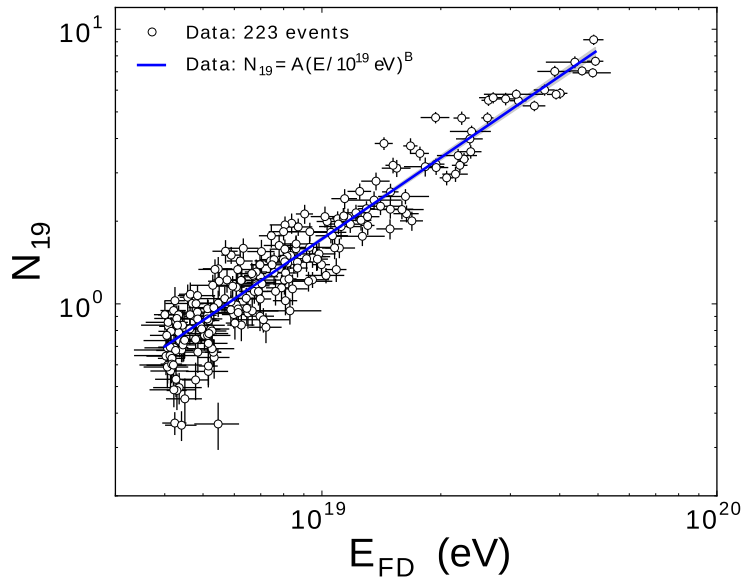


Figura 3.10: Correlación entre N_{19} y E_{FD} para los datos híbridos usados para calibrar la escala de energía de los eventos inclinados [45].

3.3. Mejoras al observatorio Pierre Auger

Una vez que el montaje y la operación simultánea del detector de superficie principal y el detector de fluorescencia fueron terminados exitosamente, se propusieron mejoras para extender el alcance del Observatorio. Dos de las mejoras más relevantes son: un arreglo de detectores de superficie anidado dentro del arreglo principal (al que nos referiremos como SD 750) y tres telescopios de gran elevación (HEAT, por High Elevation Auger Telescopes).

3.3.1. Arreglo SD 750

El SD 750 forma parte de una mejora diseñada para construir un detector dedicado a la medición del contenido de muones en las lluvias atmosféricas (AMIGA, por Auger Muon and Infilled Array). AMIGA es un sistema de detectores Cherenkov en agua (iguales a los del SD principal) y centelladores bajo tierra, que cubre un área de 23.5 km^2 con un espaciado más denso de 750 m anidado dentro del arreglo de 1500 m (ver Figura 3.11). El área está centrada a 6 km del sitio Coihueco. El SD 750 tiene eficiencia del 100 % para lluvias con energías arriba de $3 \times 10^{17} \text{ eV}$ y ángulos cenitales menores a 55° [49]. Aunque el área es mucho menor que la del arreglo principal, su eficiencia a energías más bajas, para las cuales el flujo de rayos cósmicos es considerablemente mayor, es suficiente para tener un número significativo de eventos y estudiar la región entre la segunda rodilla y el tobillo del espectro de RCs. El arreglo terminó de instalarse en Septiembre de 2011.

A los efectos prácticos la reconstrucción de los eventos detectados por este arreglo es completamente análoga a la del SD principal pero ajustada al hecho de que es un arreglo de menor tamaño. Así por ejemplo, la distancia óptima al núcleo r_{opt} , para estimar la señal es 450 m en lugar de 1000 m como en el arreglo principal. Además, el CIC se realiza a una señal de referencia S_{35} , o sea, la señal que hubiese tenido la lluvia si llegase a $\theta = 35^\circ$ en lugar de los 38° del SD. La calibración se realiza con eventos detectados simultáneamente con los telescopios de gran elevación que se describirán en la siguiente sección.

3.3.2. Telescopios de gran elevación

HEAT es un conjunto de tres telescopios adicionales construido a 180 m del sitio de Coihueco [50]. Estos telescopios son similares a los demás telescopios del FD pero con la diferencia de que pueden ser elevados hasta 29° mediante un sistema hidráulico. HEAT fue diseñado para cubrir el rango de elevación entre 30° y 58° el cual está fuera del rango de visión de los demás telescopios. De esta manera HEAT puede observar lluvias cercanas con energías bajas que alcanzan su desarrollo más arriba en la atmósfera.

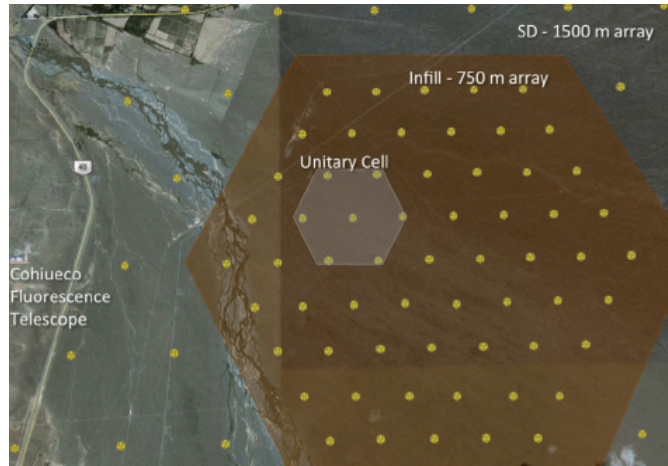


Figura 3.11: Vista del arreglo SD 750 (a veces conocido como arreglo Infill). La celda unitaria es el conjunto de 7 estaciones en las cuales se tienen instalados los prototipos completos de estación de superficie junto con centelladores bajo tierra [37].

El principal objetivo de la presente mejora es bajar el umbral de energía para los datos híbridos y de esta forma poder reconstruir de manera confiable lluvias de menor energía que arriban en las proximidades de los telescopios. Para ello se combinan las mediciones de HEAT con las del arreglo SD 750 que, como se mencionó en la sección anterior, es eficiente en la detección de eventos con energías más bajas. Es así como el registro de lluvias atmosféricas de alta calidad ha sido extendido hasta 10^{17} eV.

3.4. Principales resultados

El observatorio Pierre Auger ha aportado mediciones clave en el campo de los rayos cósmicos de muy alta energía desde su entrada en operación en 2004. Entre los principales tópicos que cubre se encuentran: el espectro de energías, la composición y su interpretación, búsqueda de neutrinos y fotones, test de las interacciones hadrónicas y el estudio de las direcciones de arribo [51].

3.4.1. Espectro de energías

Para construir el espectro de energías de RCs el Observatorio emplea cuatro conjuntos de datos diferentes: Dos provenientes del SD principal y el SD 750, consistentes en lluvias registradas con ángulos cenitales $\leq 60^\circ$ y un umbral de energía de 3×10^{18} eV para el SD principal y $\theta \leq 55^\circ$, $E > 3 \times 10^{17}$ eV para el SD 750. Otra muestra consiste en lluvias inclinadas, esto es, con ángulos cenitales entre 60° y 80° registradas en el SD principal con energías arriba de 4×10^{18} eV. Finalmente, un conjunto de datos híbridos con eventos arriba de 10^{18} eV detectados por el FD y simultáneamente por al menos una estación del SD.

De cada conjunto de datos se deriva un espectro independiente, posteriormente se evalúa la compatibilidad entre los diferentes espectros para después combinar estadísticamente las cuatro mediciones y obtener la mejor estimación del espectro de energías de los rayos cósmicos arriba de 3×10^{17} eV. Dicho espectro se muestra en la Figura 3.12 con una exposición del detector de $6.7 \times 10^4 \text{ km}^2 \text{ sr yr}$. Es importante notar que este método para obtener el espectro está esencialmente basado en los datos y no supone ninguna dependencia con los modelos de interacción hadrónica en las lluvias atmosféricas.

Para cuantificar las características del espectro, se hace un ajuste del flujo con una ley de potencias que permite un cambio de índice espectral en E_{ankle} y una supresión del flujo a altas energías,

$$J(E) = \begin{cases} J_0 \left(\frac{E}{E_{\text{ankle}}} \right)^{-\gamma_1} & \text{si } E < E_{\text{ankle}} \\ J_0 \left(\frac{E}{E_{\text{ankle}}} \right)^{-\gamma_2} \left[1 + \left(\frac{E_{\text{ankle}}}{E_s} \right)^{\Delta\gamma} \right] \left[1 + \left(\frac{E}{E_s} \right)^{\Delta\gamma} \right]^{-1} & \text{si } E > E_{\text{ankle}} \end{cases} \quad (3.10)$$

Los parámetros que mejor se ajustan con los datos dan una energía en el tobillo $E_{\text{ankle}} = (5.08 \pm 0.06(\text{estad.}) \pm 0.8(\text{sist.})) \text{ EeV}$. La supresión ocurre a $E_s = (39 \pm 2(\text{estad.}) \pm 8(\text{sist.})) \text{ EeV}$. La energía a la cual el espectro se reduce en un factor dos por debajo del esperado en el caso en que no hubiese supresión es $E_{1/2} = (23 \pm 1(\text{estad.}) \pm 4(\text{sist.})) \text{ EeV}$. Los índices espectrales son $\gamma_1 = 3.293 \pm 0.002(\text{estad.}) \pm 0.05(\text{sist.})$, $\gamma_2 = 2.53 \pm 0.02(\text{estad.}) \pm 0.1(\text{sist.})$ y $\Delta\gamma = 2.5 \pm 0.1(\text{estad.}) \pm 0.4(\text{sist.})$.

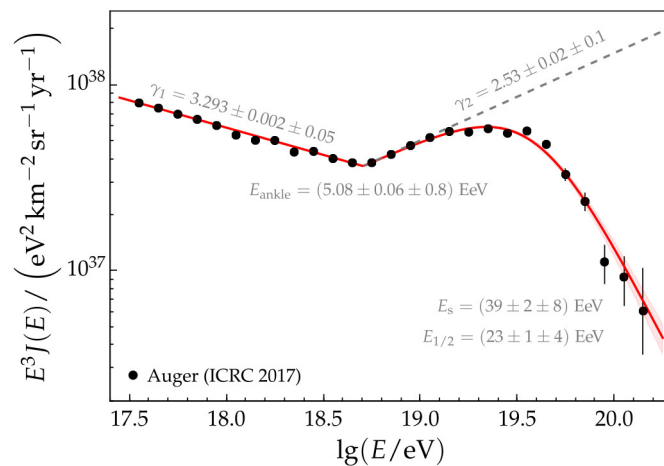


Figura 3.12: Espectro combinado de energías del observatorio Auger. La línea roja muestra el ajuste a una función de potencias quebrada y una supresión a altas energías. La línea gris discontinua muestra la misma ley de potencias quebrada sin la supresión. Los parámetros ajustados junto con sus incertezas estadísticas y sistemáticas están superpuestos [51].

3.4.2. Composición de masa

La composición de masa (o simplemente composición) de los RCs se estudia a partir de las mediciones de la profundidad atmosférica del máximo desarrollo de la lluvia X_{\max} . En promedio los rayos cósmicos livianos logran su máximo a profundidades mayores en la atmósfera que los pesados y la posición del máximo fluctúa más para los livianos que para los pesados (ver sección 2.3). El X_{\max} es un observable para el FD que se obtiene de ajustar las señales medidas a una función tipo Gaisser-Hillas (ver ec. 2.20) que describe el perfil longitudinal de las lluvias. Por otro lado, la estimación del máximo de la lluvia usando los datos del SD es un poco más complicada y se emplea el hecho de que el *tiempo de subida*⁴ de las señales registradas depende de la distancia del suelo al máximo de la lluvia y de la cantidad relativa de muones y electrones detectados. Para cada evento se construye entonces una variable Δ_S asociada al tiempo de subida [52] y se relaciona ésta con el X_{\max} medido por el FD. Una vez hecha esta calibración es posible determinar la evolución del $\langle X_{\max} \rangle$ con la energía usando el SD.

El panel izquierdo de la Figura 3.13 muestra los valores de $\langle X_{\max} \rangle$ medidos con el FD y el SD para eventos con energías superiores a $10^{17.2}$ eV. Se encuentra que el $\langle X_{\max} \rangle$ evoluciona con la energía a razón de $79 \text{ g/cm}^2/\text{década}$ hasta $10^{18.33 \pm 0.02}$ eV y allí cambia a $26 \text{ g/cm}^2/\text{década}$. Las predicciones para tal evolución a partir de simulaciones establecen un valor alrededor de $60 \text{ g/cm}^2/\text{década}$ para una masa del primario fija sin importar cuál sea ésta ni el modelo de interacciones hadrónicas que se use (ver Figura 3.13). Lo cual permite concluir que la masa promedio de los RCs evoluciona hacia una composición liviana entre $10^{17.2}$ eV y $10^{18.33}$ eV y a energías más altas la tendencia se revierte y la masa promedio aumenta con la energía.

Además del $\langle X_{\max} \rangle$, su desviación estándar $\sigma(X_{\max})$ también puede calcularse a partir de los datos del FD y los resultados se muestran en el panel derecho de la Figura 3.13. Un valor de $\sigma(X_{\max})$ grande puede deberse a una composición liviana o a una composición mixta. Los datos a bajas energías son compatibles con ambos escenarios mientras que a altas energías, $\sigma(X_{\max})$ decrece indicando una transición a una composición más pura y pesada. Es posible encontrar composiciones que resultan en valores de $\langle X_{\max} \rangle$ y $\sigma(X_{\max})$ que son compatibles con los datos de Auger si las interacciones hadrónicas son las predichas por los modelos EPOS LHC o SYBILL2.3 [53, 54]. Por el contrario, en las simulaciones hechas con QGSJETII-04 el promedio de la masa es demasiado bajo como para producir fluctuaciones tan estrechas como las medidas y por lo tanto este modelo está en desacuerdo con los datos del Observatorio.

Un panorama más claro para poder interpretar la distribución de X_{\max} en cada bin de energía se logra mediante el ajuste de los datos a una superposición de distribuciones

⁴Se define como tiempo de subida (*risetime*) al tiempo necesario para que la señal en una de las estaciones del SD crezca desde el 10 % hasta el 50 %.

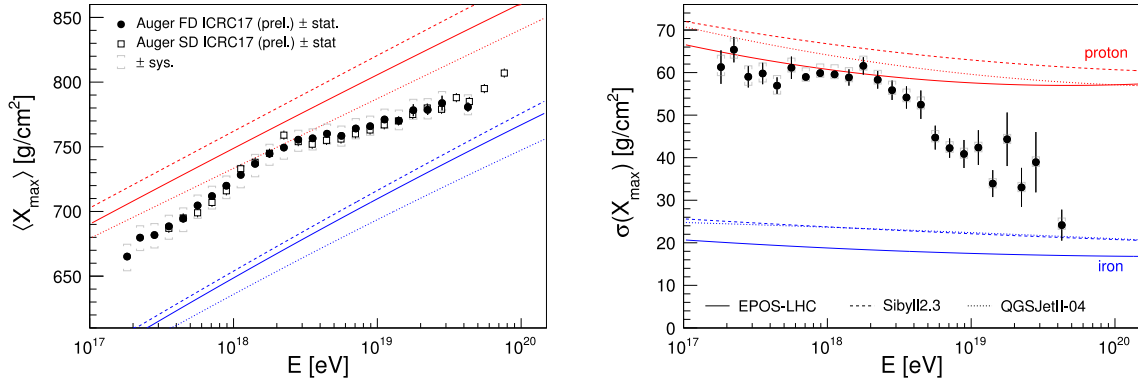


Figura 3.13: Mediciones de $\langle X_{\max} \rangle$ y $\sigma(X_{\max})$ como función de la energía según el observatorio Pierre Auger [51]. También se muestran las predicciones de simulaciones hechas con diferentes modelos de interacciones hadrónicas para lluvias generadas por protones (rojo) y hierros (azul).

de X_{\max} que resultan de simulaciones de lluvias atmosféricas iniciadas por p, He, N y Fe [55, 56]. El resultado de las fracciones de cada elemento que mejor se ajusta a los datos se muestra en la Figura 3.14. Para energías altas la composición está dominada por un único grupo elemental empezando desde protones alrededor del tobillo y pasando a helio y nitrógeno conforme la energía aumenta. Dependiendo del modelo, una pequeña fracción de protones puede persistir hasta energías muy altas y podría también emerger una contribución de hierro arriba de $10^{19.4}$ eV. El desacuerdo con el modelo QGSJETII-04 mencionado anteriormente también aparece aquí como puede verse en el panel inferior de la Figura 3.14, el cual muestra la probabilidad de obtener un ajuste peor que el de los resultados medidos si el modelo es el verdadero. Las probabilidades para este modelo son consistentemente bajas, del orden de 0.01 arriba de $10^{17.8}$ eV.

A las energías más bajas se encuentran indicios de una contribución del hierro que desaparece rápidamente al aumentar la energía. La fracción de protones entre $10^{17.2}$ eV y $10^{17.7}$ eV es aproximadamente constante con un valor de 38 %, 28 % y 25 % para EPOS-LHC, SYBILL2.3 y QGSJETII-04, respectivamente. La incerteza estadística de esta estimación es de 2 % y la sistemática es ≤ 9 %.

Estos resultados complementan los hallazgos de la colaboración KASCADE-Grande quienes reportaron una *rodilla* en el flujo de hierros a $10^{16.9}$ eV y un *tobillo* en la componente liviana a $10^{17.1}$ eV [57, 58]. Puede concluirse entonces que los resultados de composición a bajas energías del observatorio Pierre Auger proporcionan limitaciones importantes para el modelado de una posible transición de rayos cósmicos pesados de origen galáctico a rayos cósmicos livianos de origen extra-galáctico entre 10^{17} y 10^{18} eV.

Es importante recordar que estas interpretaciones de los observables de las lluvias atmosféricas en términos de la masa dependen del modelo de interacciones hadrónicas que se considere. Las diferencias entre las fracciones de masa derivadas con los tres modelos considerados no necesariamente contienen la incerteza real de dichas fraccio-

nes. Sin embargo, excluyendo la posibilidad de que a altas energías las interacciones hadrónicas estén dominadas por nueva física, la evolución del $\langle X_{\max} \rangle$ y $\sigma(X_{\max})$ en función de la energía son indicadores robustos de un incremento gradual de la masa promedio de los rayos cósmicos con la energía.

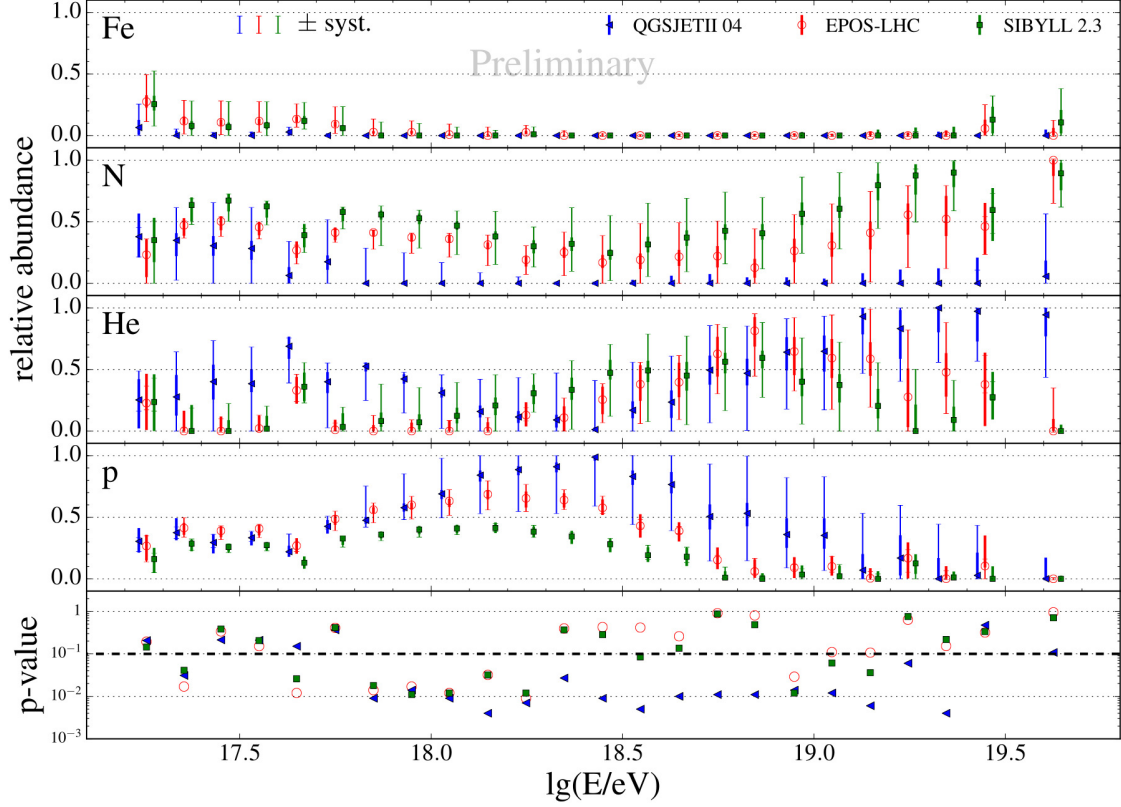


Figura 3.14: Fracciones de masa ajustadas a los datos de FD del observatorio Pierre Auger. Las barras de error gruesas indican las incertidumbres estadísticas mientras que las delgadas corresponden a las sistemáticas. El panel inferior muestra la probabilidad de que el ajuste sea bueno [55].

3.4.3. Interpretación de la composición de masa y el espectro

Es posible una interpretación astrofísica de los resultados mostrados anteriormente para el espectro y la composición de los rayos cósmicos de ultra-alta energía si se considera un escenario en el cual las fuentes de estos RCs son de origen extra-galáctico. Además, se supone que estas fuentes aceleran núcleos mediante procesos electromagnéticos con una energía máxima dependiente de la rigidez, dicho de otra manera, fuentes cuyo espectro de emisión es de la forma:

$$J_0(E_0) \propto \sum_{\alpha} f_{\alpha} E_0^{-\gamma} \begin{cases} 1 & \text{si } E_0 < Z_{\alpha} R_{\text{cut}} \\ \exp\left(1 - \frac{E_0}{Z_{\alpha} R_{\text{cut}}}\right) & \text{si } E_0 \geq Z_{\alpha} R_{\text{cut}} \end{cases}, \quad (3.11)$$

Tabla 3.1: Resultados de los parámetros γ , R_{cut} y f_α que mejor se ajustan a los datos del espectro y la composición para los tres modelos considerados.

Modelo	γ	$\log_{10} \left(\frac{R_{\text{cut}}}{\text{eV}} \right)$	$f_{\text{H}} [\%]$	$f_{\text{He}} [\%]$	$f_{\text{N}} [\%]$	$f_{\text{Si}} [\%]$	$f_{\text{Fe}} [\%]$
I	$0.87^{+0.08}_{-0.06}$	$18.62^{+0.02}_{-0.02}$	0	0	88	12	0
II	$0.61^{+0.05}_{-0.06}$	$18.48^{+0.01}_{-0.02}$	11.0	13.8	67.9	7.2	0.1
III	$1.61^{+0.08}_{-0.07}$	$18.88^{+0.03}_{-0.07}$	3.0	2.1	73.5	21.0	0.4

donde R_{cut} es la rigidez de corte a partir de la cual el espectro se reduce exponencialmente, γ es el índice espectral, Z_α es el número atómico del elemento α y f_α es la fracción que la fuente produce de este elemento, con $\sum_\alpha f_\alpha = 1$, en particular se consideran cinco elementos representativos: $\alpha \in \{\text{H}, \text{He}, \text{N}, \text{Si} \text{ y } \text{Fe}\}$.

En este escenario se hacen simulaciones de propagación de RCs desde fuentes extragalácticas y se realiza un ajuste combinado con los datos medidos del espectro y la composición, obteniéndose así los valores de f_α , R_{cut} y γ que mejor se ajustan a las mediciones. Se consideran tres modelos: El modelo I es un escenario en el cual las fuentes se distribuyen homogéneamente y no se incluye el campo magnético extragaláctico (CMEG) [59]; el modelo II, en el cual las fuentes se distribuyen siguiendo la estructura a gran escala del universo local y finalmente el modelo III un escenario que incluye el efecto de la difusión de los rayos cósmicos en el CMEG [60]. Los resultados de los parámetros que mejor se ajustan a las mediciones en los tres escenarios antedichos se resumen en la Tabla 3.1. Los valores de la máxima rigidez obtenidos son bajos en cualquiera de los tres modelos ($R_{\text{cut}} \approx 3.0 \times 10^{18}$ eV a 8.0×10^{18} eV) e implican que para núcleos de hierro la máxima energía sería $\approx [1\text{-}2] \times 10^{20}$ eV. Ésto tiene la importante consecuencia de que la forma del espectro de RCs probablemente se deba a la concurrencia de dos efectos: la máxima energía alcanzada en la fuente y las pérdidas de energía durante la propagación. Por otro lado, el índice espectral de inyección de la fuente para los modelos I y II es muy bajo y en desacuerdo con lo esperado para una aceleración de Fermi de primer orden. La composición de los elementos inyectados por las fuentes es una mezcla dominada esencialmente por He/N/Si con contribuciones menores de H y Fe. La distribución de las fuentes tiene un impacto menos relevante que la inclusión de los efectos del CMEG. En particular, el índice espectral cambia de $\gamma \sim 1$ a $\gamma \sim 1.6$ cuando se incluyen los efectos difusivos del CMEG. Este cambio del espectro se debe a la reducción del flujo a rigideces bajas cuando el tiempo que tardan los rayos cósmicos en difundir desde su fuente hasta la Tierra es comparable a la edad del Universo. Dicho valor del índice espectral teniendo en cuenta los efectos del campo magnético alivia el desacuerdo con el modelo de aceleración de Fermi.

La Figura 3.15 muestra los resultados correspondientes al modelo III. El rango de energía por debajo del tobillo (área sombreada) ha sido excluido del procedimiento

de ajuste para evitar posibles contribuciones de RCs de origen galáctico y/o protones que se originan en las interacciones foto-nucleares en el entorno de la fuente. Se puede observar un buen acuerdo con los datos medidos.

En los tres modelos referidos anteriormente se suponen fuentes estacionarias. La evolución de las fuentes con el corrimiento al rojo tiene efectos en el índice espectral y en la rigidez de corte. Sin embargo, no se puede concluir que estos escenarios sean requeridos por los datos actuales (ver [59, 60]).

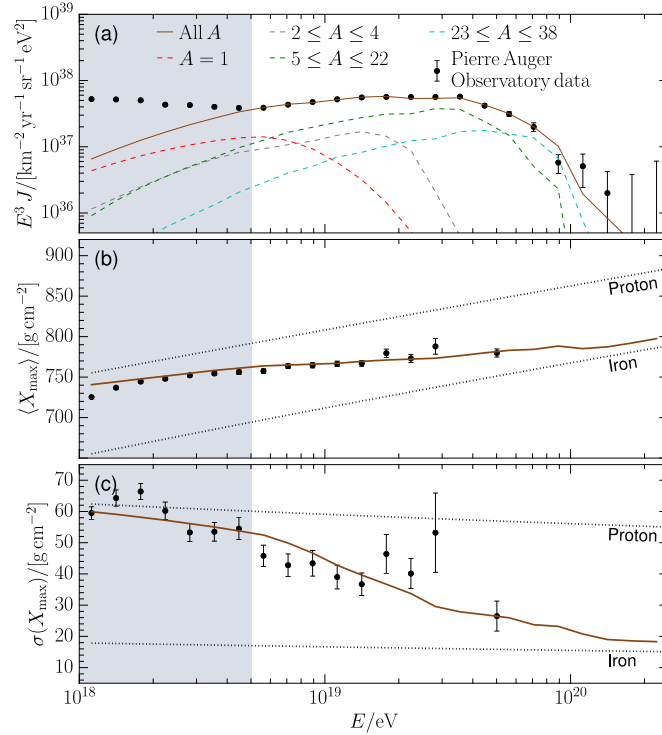


Figura 3.15: (a) Espectro de energía $J(E)$, (b) $\langle X_{\max} \rangle$ y (c) $\sigma(X_{\max})$ medidos por el observatorio Pierre Auger (puntos negros) y los resultados de las simulaciones (línea marrón continua). Las simulaciones corresponden a aquellas realizadas con los parámetros que mejor se ajustan al modelo III (ver Tabla 3.1). Las curvas adicionales en (a) corresponden a las contribuciones al espectro de núcleos en diferentes rangos de número másico A . Las líneas punteadas en (b) y (c) son los resultados de las simulaciones si las fuentes emiten únicamente protones o núcleos de hierro. Los datos del Observatorio con energía menor al tobillo ≈ 5 EeV (región sombreada) fueron excluidos del ajuste [60].

3.4.4. Búsqueda de neutrinos y fotones

Los fotones y neutrinos son los mensajeros astrofísicos por excelencia ya que al no poseer carga eléctrica no se deflexan en presencia de los campos magnéticos galáctico y extra-galáctico y por ende apuntan directamente a la fuente que los produjo. Además, el flujo difuso de fotones y neutrinos posee información acerca de la propagación de los rayos cósmicos, su masa y la distribución de sus fuentes. Estos fotones y neutrinos tienen su origen en el decaimiento de los piones producidos en las interacciones de los

protones con los fotones de los campos de radiación intergalácticos. Adicionalmente, los neutrinos también se producen en el decaimiento beta de los neutrones que resultan de las interacciones foto-nucleares durante la propagación de los núcleos.

La identificación de fotones en el observatorio Pierre Auger se basa en el hecho de que las lluvias atmosféricas iniciadas por fotones penetran más en la atmósfera que las cascadas inducidas por protones o núcleos, ya que su componente muónica es mucho menor. El poder de separación entre fotones y RCs cargados se logra explotando el diseño híbrido del Observatorio en el cual se miden tanto el desarrollo longitudinal como la densidad de partículas a nivel del suelo [61]. No se ha registrado hasta el momento ningún evento que pueda asociarse sin ambigüedades a un fotón, lo cual permite establecer cotas superiores al flujo difusivo de fotones. Los límites se ilustran en el panel izquierdo de la Figura 3.16 y son los más estrictos hasta la fecha. Esto restringe sensiblemente los modelos *top-down* en los cuales se supone que los rayos cósmicos de ultra-alta energía son el producto del decaimiento de partículas en escenarios como: Materia oscura super-pesada (SHDM), defectos topológicos (TD), bosones Z^0 creados en la interacción de neutrinos de energía extremadamente alta con el fondo cósmico de neutrinos (Z-burst). También se han realizado búsquedas de fuentes puntuales de fotones y no se encontró ningún candidato [61].

En el caso de los neutrinos de alta energía su búsqueda se realiza en las lluvias muy inclinadas ($\theta > 60^\circ$) detectadas por el SD ya que a ángulos cenitales grandes las lluvias generadas por neutrinos pueden distinguirse claramente de las generadas por núcleos. En particular, un neutrino tau (ν_τ) viajando en una dirección ligeramente inclinada hacia arriba con respecto al suelo ($\theta \gtrsim 90^\circ$) podría rozar la corteza terrestre e interactuar relativamente cerca de la superficie generando un leptón tau que decaerá cerca al SD. El detector de superficie es sensible a neutrinos de cualquier sabor con $60^\circ < \theta < 90^\circ$ que interactúan cerca del detector. Para ninguno de los dos escenarios referidos se ha encontrado candidato a evento inducido por un neutrino [62]. Al igual que para el caso de fotones se establecen límites al flujo, los cuales se muestran en el panel derecho de la Figura 3.16.

Adicionalmente, se realizó una búsqueda de neutrinos en coincidencia con los eventos de ondas gravitacionales reportados por la Colaboración LIGO [63] y no se encontró ningún candidato. Este hecho permite restringir la energía total emitida en neutrinos, con energía en los EeV, por la fusión de dos agujeros negros [62].

3.4.5. Test de las interacciones hadrónicas a ultra-altas energías

Las lluvias atmosféricas de ultra-alta energía brindan la oportunidad de estudiar las interacciones hadrónicas mucho más allá de las energías a las que puede accederse en el laboratorio. El Observatorio ha reportado mediciones de la sección eficaz protón-

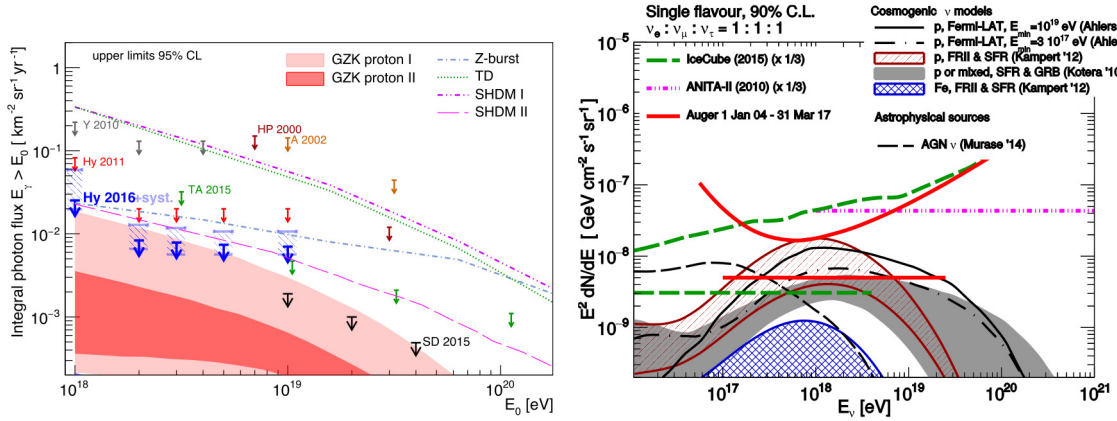


Figura 3.16: Cotas superiores al flujo difuso de fotones (izquierda) impuestas por Auger (Hy 2016, Hy 2011 y SD 2015) y al flujo de neutrinos (derecha) comparado con los límites impuestos por otros experimentos y las predicciones de algunos modelos (ver [61, 62]).

aire a $\sqrt{s} = 57 \text{ TeV}$ [64] y un déficit en el número de muones predicho [65] y en la componente hadrónica [66] arriba de $\sqrt{s} = 100 \text{ TeV}$. Inconsistencias adicionales fueron reveladas por estudios de la profundidad de producción de muones [67] y la falta de simetría azimutal en el tiempo de subida de las señales del SD [68].

Aunque las secciones eficaces protón-protón medidas en el LHC concuerdan con las mediciones de Auger a altas energías, predecir el contenido de muones de las cascadas es un desafío mayor. La mayoría de los muones en las lluvias son generados en el decaimiento de los piones cargados. A energías muy altas se requieren varias generaciones de interacciones hasta que la energía media de los piones es suficientemente baja para que el decaimiento sea dominante. Como resultado el número de muones depende de los detalles de las interacciones hadrónicas a lo largo de toda la cadena de interacciones. Por lo tanto, incluso pequeñas diferencias en las propiedades que se suponen para las interacciones hadrónicas, cuando se propagan por varias generaciones pueden desembocar en efectos medibles en las predicciones del contenido de muones. Lo antedicho contrasta con el hecho de que el desarrollo longitudinal y en particular el X_{max} está dominado por unas pocas primeras interacciones y por ende es menos susceptible a la acumulación de incertezas.

Para cuantificar las inconsistencias en los modelos de lluvias atmosféricas se convierten las propiedades de las señales medidas por el SD a un promedio del logaritmo de la masa, $\langle \ln A \rangle$, teniendo así una escala común entre estos observables y las mediciones de X_{max} del FD. En la Figura 3.17 se comparan el promedio de la masa derivado de la variable Δ_S (sin calibrar con las mediciones del FD descrita antes en el apartado de composición) y de mediciones de la profundidad de producción de muones [69] con el $\langle \ln A \rangle$ estimado con el FD. Como puede verse ninguno de los dos modelos describe satisfactoriamente las tres mediciones al mismo tiempo. Más aún, ambos modelos fallan completamente en describir la profundidad de producción de muones a menos que

se considere la posibilidad de composiciones más pesadas que el hierro a ultra-altas energías.

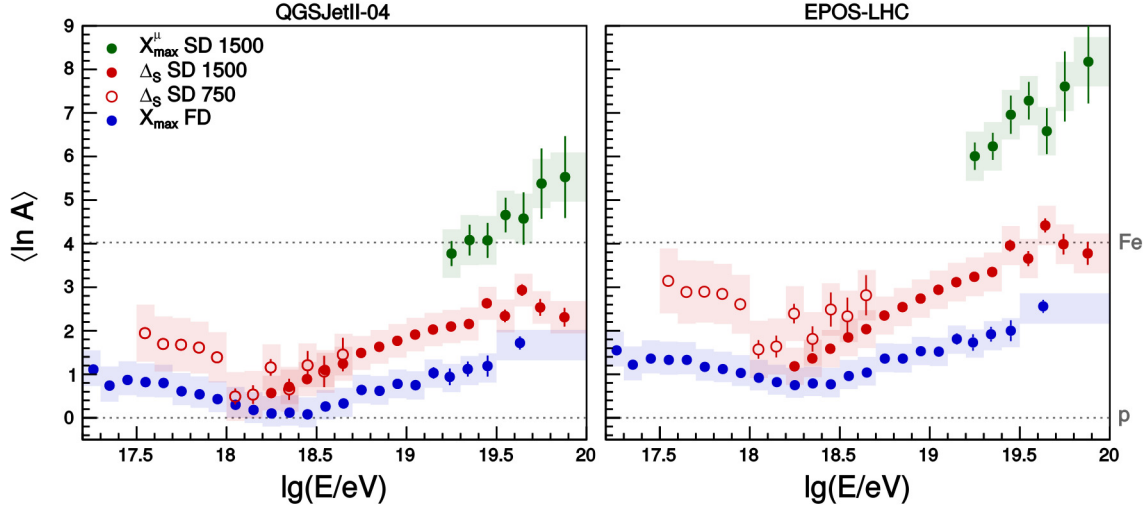


Figura 3.17: Promedio del logaritmo de la masa $\langle \ln A \rangle$ como función de la energía. Estimado a partir de los diferentes observables de que se dispone en Auger (ver texto) [51].

3.4.6. Direcciones de arribo

El observatorio Pierre Auger ha realizado búsquedas de anisotropías en las direcciones de arribo de los rayos cósmicos a escalas angulares grandes, intermedias y pequeñas. A escalas grandes se han hecho análisis de anisotropías que aprovechan el hecho de que la exposición del Observatorio es prácticamente uniforme en ascensión recta y por lo tanto un análisis del primer armónico en esta coordenada brinda información sobre la modulación del flujo de los RCs a lo largo del plano ecuatorial terrestre [70, 71]. Para obtener información del flujo en todas las direcciones del espacio (no solo en el plano ecuatorial), se realizaron estudios del primer y segundo armónico en ascensión recta y azimut [72] que combinados permiten reconstruir dipolo y cuadrupolo. Alternativamente, se implementaron análisis que emplean una expansión del flujo observado de RCs en función de armónicos esféricos [8, 9, 73], permitiendo también la reconstrucción de las anisotropías en tres dimensiones. Estos métodos tienen el inconveniente de que la cobertura parcial del cielo induce sesgos en la determinación de los diferentes multipolos. Los resultados de los estudios mencionados arrojan que para energías de unos pocos EeV las anisotropías no son significativas dentro de las incertezas que se tienen, tanto las de tipo dipolar como cuadrupolar. Por otro lado, en el caso de energías superiores a 8 EeV la señal de una anisotropía de tipo dipolar en la distribución en ascensión recta ha venido creciendo con la exposición acumulada y el estudio más reciente de anisotropías a gran escala [2] reporta finalmente una observación de un dipolo en la

distribución de RCs con $E \geq 8$ EeV. Estos resultados hacen parte del desarrollo de la presente tesis y se describirán con detalle en el Capítulo 5.

A las energías más altas, para las cuales la propagación debería ser más rectilínea, se esperan anisotropías a escalas angulares más pequeñas. La búsqueda de excesos de flujo localizados ha sido realizada por el observatorio Auger en la región del cielo que observa. En estos análisis los flujos arriba de diferentes umbrales de energía y alrededor de diferentes direcciones en el cielo son obtenidos usando ventanas circulares con radios variables. Para detectar un exceso, se compara el número de eventos observado n_{obs} para cada ventana y cada umbral de energía con el número de eventos esperado si el flujo de RCs fuese isótropo n_{esp} . En cada ventana se calcula la probabilidad binomial, p , de obtener por azar en un flujo isótropo un número mayor o igual de eventos que el observado. El valor de p mínimo corresponde al exceso de densidad más significativo. Este valor de p no representa la probabilidad del resultado ya que es necesario penalizar por el hecho de que fueron escaneadas muchas direcciones en el cielo, con diferentes radios y para diferentes umbrales de energía. El factor de penalización se obtiene a partir de simulaciones de distribuciones isótropas.

La búsqueda de estas anisotropías se ha realizado para umbrales de energía entre 40 y 80 EeV y ventanas angulares entre 1° y 20° . Se han reportado búsquedas de anisotropías intrínsecas al igual que correlaciones con las direcciones de candidatos a fuentes de RCs de alta energía [74]. La mayor desviación de isotropía se encontró para un valor mínimo de $p = 5.9 \times 10^{-6}$ a una energía umbral de 54 EeV y una ventana de 12° de radio centrada en $(\alpha, \delta) = (198^\circ, -25^\circ)$, para la cual $n_{obs}/n_{esp} = 14/3.23$. La probabilidad penalizada es $P = 0.69$ y por lo tanto no es significativo este exceso.

En el caso de correlaciones con posibles fuentes son dos las mayores desviaciones del caso isótropo: la primera está localizada alrededor de la galaxia Centauro A, que es la radio-galaxia más cercana y por lo tanto constituye un candidato a acelerador de RCs importante, la probabilidad mínima (después de penalizar) es de 1.4 % y se obtiene para un umbral de energía de 58 EeV y una ventana angular de 15° (con $n_{obs}/n_{esp} = 14/4.5$). El segundo exceso importante se da cuando se consideran núcleos de galaxias activas tomados del catálogo Swift-BAT [75]. En este caso no se buscan excesos mediante conteo de eventos individuales dentro de una ventana angular sino que se usa la función de correlación de dos puntos y se hace el conteo del número de pares entre las direcciones de los eventos y la posición del objeto astrofísico. El exceso más significativo se da para los AGNs cuya distancia a la Tierra es menor a 130 Mpc y su luminosidad es mayor a 10^{44} erg/s, para distancias angulares menores a 18° y energías superiores a 58 EeV. La probabilidad penalizada es de 1.3 %.

En un trabajo reciente [76] con 35 % más exposición se reportó una actualización de los dos excesos anteriores. El exceso alrededor de Centauro A se confirma y su probabilidad penalizada es ~ 10 veces menor. En el caso de las AGNs de Swift-BAT

el exceso se encuentra ahora dentro de distancias angulares de 16° y energías arriba de 62 EeV.

También se realizó un estudio nuevo donde se investiga la compatibilidad de las direcciones de arriba observadas con modelos de flujo basados en AGNs seleccionadas por Fermi-LAT (17 AGNs cercanas y brillantes del catálogo 2FHL [77]) y 23 galaxias con brote estelar (SBGs por StarBurst Galaxies) cercanas. Los parámetros libres en este estudio son la dispersión angular de la distribución y la fracción anisótropa de rayos cósmicos originados con el modelo de flujo. El umbral de energía se optimiza para maximizar la señal y dicha optimización es penalizada mediante estudios de Monte-Carlo. La evolución del test estadístico (el cociente entre la verosimilitud del modelo que mejor se ajusta a la fracción isótropa y la dispersión angular y la verosimilitud de isotropía) como función de la energía umbral se muestra en la Figura 3.18. Como puede verse el test estadístico se maximiza a 60 EeV y 39 EeV para el escenario AGN y SBG, respectivamente. La dispersión angular y la fracción anisótropa correspondientes al máximo test estadístico son 13° y 10 % para las SBGs y 7° y 7 % para las AGNs. La comparación de mapas de los datos y los modelos se muestran en la Figura 3.19. La significación después de penalizar es de 2.7σ para los núcleos de galaxias activas y de 4σ para las galaxias con brote estelar.

En síntesis, si bien han aparecido ciertas indicaciones de anisotropías a las mayores energías medidas en correlación con posibles fuentes (como Cen A, ciertas selecciones de AGNs o SBG), su significación estadística es limitada. La distribución de las direcciones de arriba resulta ser mucho más isótropa de lo que se esperaba originalmente, suponiendo que a las energías más grandes únicamente unas pocas fuentes de protones serían dominantes. La ausencia de anisotropías a escalas pequeñas, con sólo algunos indicios de excesos a escalas angulares de decenas de grados, implica que probablemente los campos magnéticos juegan un papel importante desviando las trayectorias.

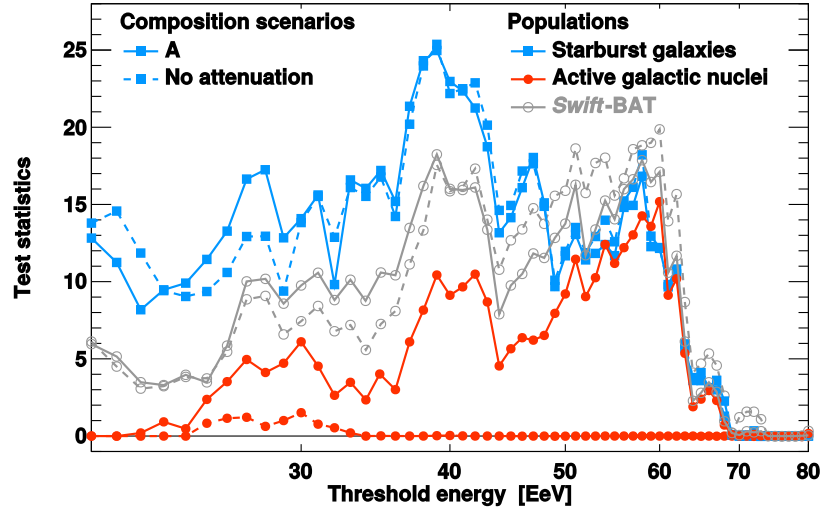


Figura 3.18: Test estadístico como función de la energía umbral para la galaxias con brote estelar (líneas azules), AGNs en rayos gamma (líneas rojas) y AGNs del catálogo Swift-BAT (líneas grises). Las líneas continuas indican los valores del test estadístico obtenido teniendo en cuenta la atenuación de la intensidad como producto de las pérdidas de energía, mientras que las líneas discontinuas se refieren a los valores sin ninguna atenuación [51].

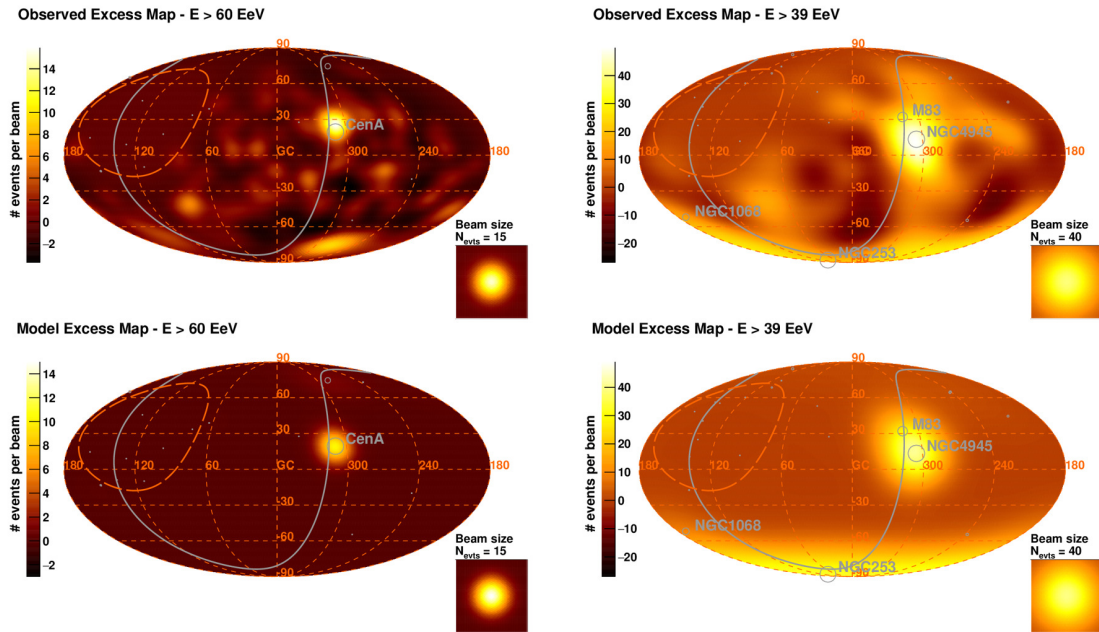


Figura 3.19: Mapas de los excesos de eventos provenientes de observaciones (arriba) y de modelos (abajo) con respecto a un fondo isotrópico. Fueron obtenidos con los parámetros del mejor ajuste para las AGNs en rayos gamma (izquierda) y para las galaxias con brote estelar (derecha) en coordenadas galácticas. El plano supergaláctico se indica con una línea gris y el límite del campo de visión del Observatorio con una línea discontinua roja. La señal para un número de eventos particular y la respectiva dispersión angular se muestran en los gráficos insertados como «beam size».

Capítulo 4

Efectos de las condiciones atmosféricas en la reconstrucción de la energía de las lluvias extendidas en el observatorio Pierre Auger

“Errors are not in the art but in the artificers.”

— Isaac Newton

4.1. Introducción

La variación de las condiciones atmosféricas afecta el desarrollo de las lluvias atmosféricas extendidas y por consiguiente las señales que pueden ser medidas en detectores en la superficie terrestre, como es el caso del observatorio Pierre Auger. Si estos efectos no son analizados y tenidos en cuenta apropiadamente pueden dar lugar a errores sistemáticos en la reconstrucción de la energía de los rayos cósmicos. En consecuencia, las mediciones del espectro y también la búsqueda de anisotropías se verán afectadas, en especial aquellas a grandes escalas angulares donde las modulaciones climáticas a lo largo del día pueden inducir anisotropías de tipo dipolar en la distribución de las direcciones de llegada. Aunque estas modulaciones son parcialmente canceladas cuando se consideran periodos de tiempo de varios años. En un primer trabajo [78] la Colaboración Auger estudió los efectos de las condiciones climáticas en las EAS usando los datos del detector de superficie principal (al cual llamaremos en adelante SD 1500) colectados hasta Agosto de 2008. Este estudio incluía del orden de 10^6 eventos medidos a todas las energías, con una mediana de 0.6 EeV. Los resultados fueron interpretados con ayuda de modelos teóricos del desarrollo de las lluvias y validados mediante simu-

laciones de EAS en diferentes condiciones atmosféricas. Estas correcciones se aplicaron luego a los análisis de anisotropías a grandes escalas angulares [8, 9, 70, 72, 79].

En la presente tesis se mejoró y actualizó la investigación previa incluyendo eventos recolectados con una exposición del detector SD 1500 cuatro veces mayor [1]. La estadística permitió restringir el conjunto de datos a energías arriba de ~ 1 EeV, los cuales están menos afectados por la eficiencia de disparo del detector y además éstas son las energías a las que se realizan la mayoría de los análisis de la física de los RCs (como el espectro y las anisotropías a gran escala). También se extendió el mismo análisis, por primera vez, a los datos recolectados con el arreglo SD 750 (ver sección 3.3.1) para los cuales el umbral de energía fue del orden de 0.1 EeV. También se mejoró el estudio anterior con la inclusión de un retardo temporal de alrededor de dos horas en la respuesta de la temperatura ambiente a las alturas relevantes (del orden de 500 m a 1000 m arriba de la superficie del detector) con respecto a los cambios de temperatura a nivel del suelo. Esta *inercia* en la respuesta de la atmósfera, aparece en el estudio de las modulaciones inducidas por el clima en las señales detectadas y es de hecho observada directamente en la atmósfera (ver apéndice B). Finalmente, se obtienen ajustes para la dependencia con el ángulo cenital de los coeficientes que parametrizan las modulaciones asociadas al clima, los cuales son útiles para la implementación de estas correcciones en el procedimiento de reconstrucción de la energía de los RCs y son los utilizados actualmente.

4.2. Los datos

Las características del conjunto de datos utilizados para el análisis se resume en la Tabla 4.1. El análisis realizado se basa en cuantificar las variaciones del flujo de partículas en función de las condiciones climáticas. Para ello es necesario conocer con exactitud el tamaño de la superficie efectiva del detector y las condiciones climáticas en el periodo a considerar. Para asegurar una correcta reconstrucción de los datos únicamente se usan los eventos que pasan el requerimiento de disparo 6T5 (ver sección 3.1.1). La elección de este criterio de disparo permite además explotar la regularidad del arreglo para calcular el área efectiva simplemente como la suma de las áreas individuales de todos los hexágonos activos. Cada hexágono contribuye con una superficie $\sqrt{3}d^2/2$ siendo d la distancia entre estaciones en la red triangular (1500 m para el SD 1500 y 750 m para el SD 750). El número de hexágonos activos se registra cada segundo mediante el uso del sistema de disparo del Observatorio y su evolución en el tiempo, hasta fin de 2015, se muestra en la Figura 4.1 para los dos arreglos. El SD 1500 comenzó su operación en 2004 pero su tamaño continuó creciendo hasta 2008 cuando se completó su instalación. El SD 750 empezó su instalación y operación en 2008 y fue completada en 2011. Nótese que aun después de completada la instalación el número de hexágonos

Tabla 4.1: Resumen del conjunto de datos usado en el análisis

	SD 1500	SD 750
Periodo	1/1/2005-31/12/2015	1/1/2011-31/12/2015
Exposición [km ² sr yr]	46438	159
Umbral de energía [EeV]	1.0	0.1
Número de eventos	1146481	570123
Mediana de la energía [EeV]	1.5	0.15

no es constante, ésto se debe a problemas temporales en el detector (p. ej. fallas en la electrónica, la fuente de alimentación o en el sistema de comunicaciones). En ambos paneles la línea vertical indica la fecha de inicio de los datos utilizados en este análisis. En el SD 1500 se descartó el año 2004 dado que el arreglo todavía era muy pequeño y su operación no era muy estable. Para el SD 750 la estabilidad y el tamaño del arreglo fueron significativos a partir del 2011. Las líneas horizontales discontinuas marcan el número mínimo de hexágonos activos considerados; 100 para el SD 1500 y 5 para el SD 750. Estos valores corresponden a aproximadamente 10 % del valor nominal.

El observatorio Pierre Auger cuenta con varias estaciones para monitoreo de las variables climáticas. Cuatro de ellas están ubicadas en cada uno de los sitios en los que se encuentran los detectores de fluorescencia y otra cerca de la instalación de láser CLF (ver Figura 3.1). Para este análisis se usaron datos de la última estación, los cuales están disponibles cada 5 min en la mayoría de los casos. Cuando existen saltos de entre 10 min y hasta tres horas, los datos son interpolados a partir de los valores extremos del intervalo vacío. Cuando los saltos son superiores a tres horas se obtienen los datos de alguna de las estaciones ubicada en los sitios del FD y en caso de no estar disponibles se descarta ese periodo.

Como se describe en la sección siguiente, las variables más convenientes para el estudio de los efectos atmosféricos en las lluvias son la presión P y la densidad del aire ρ . Esta última calculada aproximadamente a partir de la relación de aire seco $\rho \simeq 0.3484P/(T + 273.16)$ kg m⁻³ con P en hPa y T en °C. La humedad tiene un efecto subdominante en la densidad cerca al suelo. En la Figura 4.2 se muestran los valores medios de presión y densidad para el periodo del análisis presentado aquí. En la Figura 4.3 se ilustra como ejemplo en líneas rojas la presión y la densidad medidas cada 5 min durante un mes del verano austral (enero 2015) y las líneas azules discontinuas durante un mes de invierno (julio 2014). La modulación estacional en la densidad es muy visible y está inversamente relacionada con la temperatura de tal forma que alcanza máximos en invierno y mínimos en verano. En conjunto, la densidad promediada por día alcanza variaciones del orden de $\pm 6\%$ durante el año, mientras que los cambios durante un

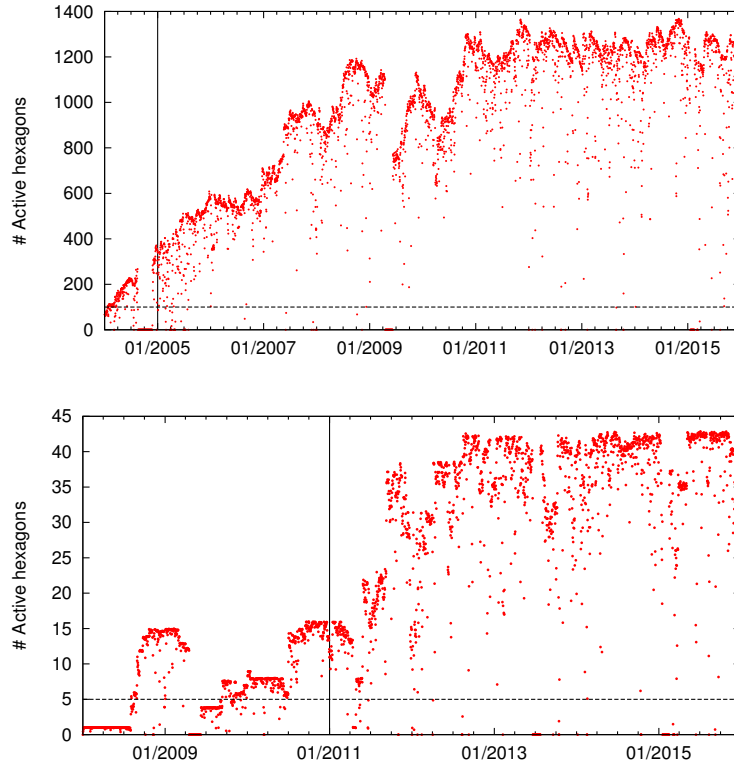


Figura 4.1: Número de hexágonos activos en función del tiempo para el arreglo: SD 1500 (arriba) y SD 750 (abajo).

día pueden ser de $\pm 3\%$ (correspondiente a cambios de temperatura de $\pm 8^\circ\text{C}$). La presión en cambio tiene una variación estacional menos notable pero su cambio es mas pronunciado en invierno que en verano (ver Figura 4.3).

4.3. Determinación de los coeficientes que describen las modulaciones en la tasa de eventos por efectos del clima

Las dos variables atmosféricas principales que afectan el desarrollo de las cascadas, tanto la componente electromagnética como la muónica, son la presión y la temperatura (a través de su relación con la densidad del aire).

Desde el punto de vista de la presión (la cual mide el peso de la columna de aire sobre la superficie), un aumento (disminución) corresponde a un incremento (reducción) de la cantidad de materia atravesada por las lluvias, lo cual implica que éstas estarán en un estado de desarrollo mayor (menor) al llegar al suelo.

Para el caso del observatorio Auger se está interesado en la señal electromagnética medida a 1000 m del núcleo de la lluvia, S_{em} . El desarrollo longitudinal (ec. 2.20) lejos del núcleo de la lluvia está retrasado con respecto al del núcleo y puede parametrizarse

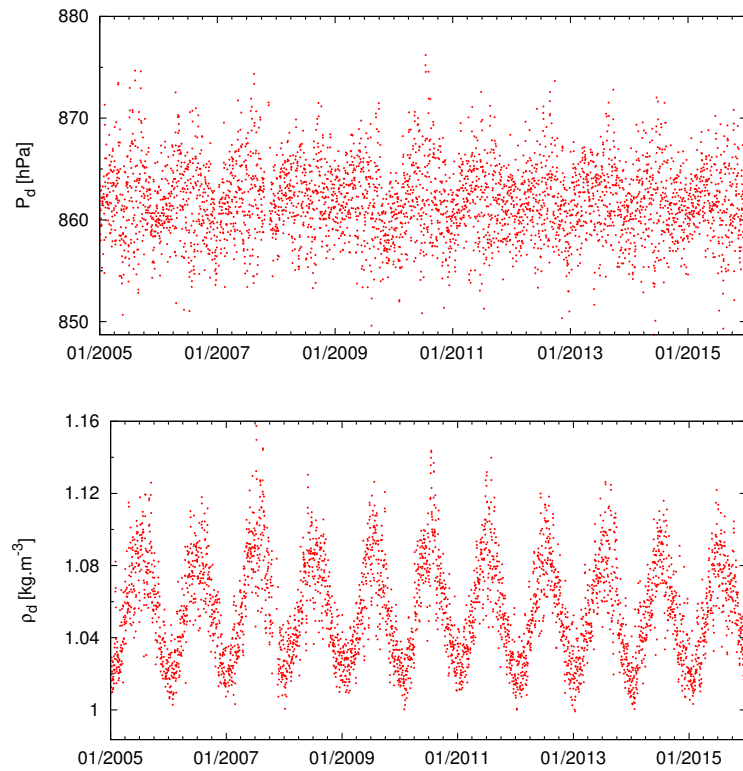


Figura 4.2: Promedios diarios de P (arriba) y ρ (abajo). Tomado de los datos de CLF.

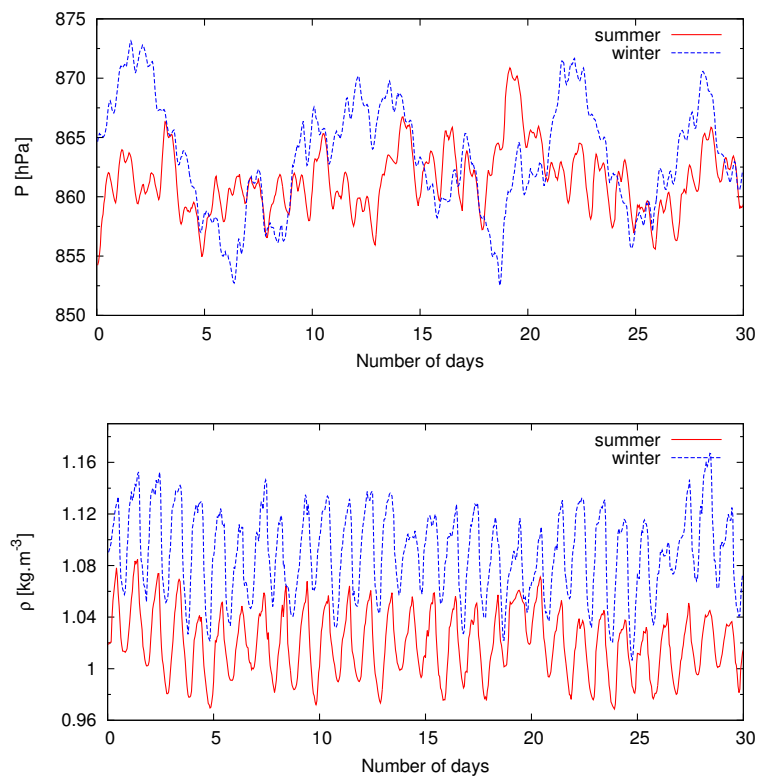


Figura 4.3: Mediciones de P (arriba) y ρ (abajo) cada 5 min durante un mes de verano (líneas continuas) y uno de invierno (líneas discontinuas). Tomado de los datos de CLF.

como:

$$S_{em}(E, X) \propto X^{\hat{X}_{\max}/\lambda} \exp\left(\frac{\hat{X}_{\max} - X}{\lambda}\right) \quad (4.1)$$

donde E es la energía del primario, $\hat{X}_{\max} \equiv X_{\max} + \Delta$ es el promedio del máximo de la lluvia a 1000 m del núcleo, $\Delta \simeq 150 \text{ g cm}^{-2}$ es el aumento típico del máximo a 1000 m [80] y λ es la longitud de atenuación efectiva. Por lo tanto, un cambio en P significa un cambio en la señal dado por

$$\frac{1}{S_{em}} \frac{dS_{em}}{dP} \simeq -\frac{1}{g} \left(1 - \frac{\hat{X}_{\max}}{X}\right) \frac{\sec \theta}{\lambda}, \quad (4.2)$$

aquí se usó que $g dX = dP \sec \theta$, con g la aceleración de la gravedad y θ el ángulo cenital de la cascada. En el caso de los muones, debido a que su desarrollo longitudinal es muy plano (ver Figura 2.8) no se espera un efecto significativo de las variaciones en la presión.

En el caso de la densidad del aire, ésta afecta el radio de Molière cuya definición es:

$$r_M \equiv \frac{E_s}{E_c} \frac{X_0}{\rho} \simeq \frac{91 \text{ m}}{\rho / (\text{kg m}^{-3})}, \quad (4.3)$$

donde $E_s \equiv m_e c^2 \sqrt{4\pi/\alpha} \simeq 21 \text{ MeV}$ es la energía que caracteriza las pérdidas por dispersión de Coulomb múltiple, $E_c \simeq 84 \text{ MeV}$ es la energía crítica en aire y $X_0 \simeq 37 \text{ g cm}^{-2}$ la longitud de radiación en aire. La variaciones de r_M afectan la distribución lateral de la componente electromagnética de las EAS (ec. (2.21)). A distancias r grandes la señal se comporta como $S_{em}(r) \propto N_{em}(r) \propto r_M^{-2} (r/r_M)^{-\eta}$, donde $\eta \simeq 6.5 - 2s$ y $s = 3X/(X + 2X_{\max})$ es la edad de la lluvia. Por consiguiente, el efecto de ρ en la señal es:

$$\frac{1}{S_{em}} \frac{dS_{em}}{d\rho} \simeq \frac{(2 - \eta)}{\rho}. \quad (4.4)$$

De hecho, los valores relevantes de r_M que afectan a la señal electromagnética medida a nivel del suelo y a 1000 m del núcleo, son aquellos dos longitudes de radiación antes en la dirección del eje de la lluvia (corresponde a altitudes de entre 500 m a 1000 m) [78]. Esto tiene dos implicaciones principales: la primera es que aunque las variaciones de la densidad (o la temperatura) a estas alturas está en correlación con aquellas a nivel del suelo, la amplitud diaria de los cambios se hace menor con la altitud, normalmente por un factor 1/2 a 1/3 a las alturas relevantes. La segunda, tiene que ver con un retraso de cerca de dos horas en la respuesta de la atmósfera a los cambios de temperatura debidos al calentamiento o enfriamiento de la superficie. Una forma de incorporar estos efectos es dividiendo la modulación debida a las variaciones

de densidad en dos términos: un primer término proporcional a las variaciones de la densidad promedio del día, las cuales son iguales en el suelo que 1 km arriba de éste; el segundo término es proporcional a la desviación de la densidad en un momento dado con respecto al promedio del día, en ese caso los cambios son menores a las alturas relevantes. Además, la modulación diaria debe ser retardada por dos horas para tener en cuenta la inercia de la atmósfera mencionada anteriormente.

Los cambios de las señales en la componente muónica en función de la densidad son despreciables como lo confirmaron las simulaciones en [78]. Para cada evento reconstruido, la señal S a la distancia de referencia de 1000 m para el SD 1500 y 450 m para el SD 750 se espera que tenga una forma,

$$S = S_0[1 + \alpha_P(P - P_0) + \alpha_\rho(\rho_d - \rho_0) + \beta_\rho(\tilde{\rho} - \rho_d)] \quad (4.5)$$

en la que $P_0 = 862 \text{ hPa}$ y $\rho_0 = 1.06 \text{ kg m}^{-3}$ son valores de referencia para P y ρ correspondientes al promedio durante todos los años considerados, S_0 es la señal que se hubiese obtenido a esos valores de referencia, ρ_d es la densidad promedio del día ($\pm 12 \text{ h}$ alrededor del momento del evento) mientras que P y ρ son la presión y densidad a nivel del suelo y en el momento del evento, $\tilde{\rho}$ es la densidad dos horas antes. Los coeficientes α_P , α_ρ y β_ρ parametrizan la dependencia de la modulación de la señal y de acuerdo a las ecuaciones (4.2) y (4.4); $\alpha_P \simeq -1/g(1 - \hat{X}_{\text{max}}/X) \sec \theta/\lambda$ y $\alpha_\rho \simeq (2s - 4.5)/\rho$. El coeficiente β_ρ debería ser menor en valor absoluto a α_ρ reflejando la reducción de la amplitud de las variaciones diarias de la densidad dos longitudes de radiación antes.

La dependencia de las señales con las condiciones atmosféricas conlleva una modulación de la tasa de eventos R por unidad de ángulo cenital arriba de una señal mínima que puede escribirse como

$$\frac{dR}{d\theta} = 2\pi \sin \theta \cos \theta \int_{S_{\min}}^{\infty} dS P_{\text{tr}}(S, \theta) \frac{d\Phi_{\text{RC}}}{dE_t} \frac{dE_t}{dS}. \quad (4.6)$$

Aquí P_{tr} tiene en cuenta la posibilidad de una eficiencia de disparo menor al 100 % por ejemplo en el caso de $E < 3 \text{ EeV}$ en el SD 1500 o $E < 0.3 \text{ EeV}$ en el SD 750 y que se supone dependiente únicamente de la señal y el ángulo cenital. El flujo diferencial de rayos cósmicos se supone una ley de potencias $\Phi_{\text{RC}} \propto E_t^{-\gamma}$, donde E_t es la energía verdadera de los RCs y el índice espectral es $\gamma = 3.29$ según los resultados del espectro (sección 3.4.1). Usando la relación de la calibración de energía, $E_t \propto S_0^B$, en términos de la señal de referencia S_0 y la ecuación (4.5), se obtiene a primer orden en los coeficientes de corrección,

$$\frac{dR}{d\sin^2 \theta} \propto [1 + a_P(P - P_0) + a_\rho(\rho_d - \rho_0) + b_\rho(\tilde{\rho} - \rho_d)] \int_{S_{\min}}^{\infty} dS P_{\text{tr}}(S, \theta) S^{-B\gamma+B-1} \quad (4.7)$$

Las relaciones entre los coeficientes de la tasa de eventos y los de la señal son $a_{P,\rho} = B(\gamma - 1)\alpha_{P,\rho}$ y $b_\rho = B(\gamma - 1)\beta_\rho$. El coeficiente B viene dado por la calibración de la energía (ver sección 3.2.4).

Para determinar los coeficientes de corrección se calcula la tasa de eventos contando los eventos en intervalos de una hora y normalizando con el área correspondiente a ese momento, que se calcula a partir del número de hexágonos activos. Finalmente se usa la ecuación (4.7) para ajustar la tasa de eventos medida. Suponiendo que el número de eventos n_i observado por hora sigue una distribución de Poisson de media μ_i , se realiza un ajuste de máxima verosimilitud para estimar los coeficientes a_P , a_ρ y b_ρ . La función de verosimilitud es $L = \prod \mu_i^{n_i} e^{-\mu_i} / n_i!$. El número de eventos esperado en el bin temporal i es:

$$\mu_i = R_0 \times A_i \times C_i, \quad (4.8)$$

en el cual R_0 es la tasa promedio que se observaría si los parámetros atmosféricos fueran siempre los de referencia, es decir, $R_0 = \sum n_i / \sum A_i C_i$, A_i es el área efectiva en el intervalo i y

$$C_i = 1 + a_P(P_i - P_0) + a_\rho(\rho_{di} - \rho_0) + b_\rho(\tilde{\rho}_i - \rho_{di}),$$

donde $\tilde{\rho}_i = \rho_{i-2}$ es la densidad medida dos horas antes.

4.3.1. Resultados para el arreglo SD 1500

El umbral de energía utilizado para el análisis de los datos de este detector es de 1 EeV, siendo la mediana de la energía de los eventos 1.5 EeV. Así la tasa de eventos está menos afectada por la eficiencia de disparo, la cual es de 100 % arriba de 3 EeV. La determinación de los coeficientes podría depender de la energía, debido por ejemplo a la dependencia de la profundidad del máximo de la lluvia con el logaritmo de la energía, la posible relación entre la energía y la pendiente de la distribución lateral de las señales en el suelo, la fracción electromagnética de la lluvia o incluso los cambios en la composición predominante de los RCs a diferentes energías. De cualquier modo, no se espera que esta dependencia con la energía sea grande y por ello, corregir usando los coeficientes calculados a 1 EeV incluso a las energías más altas debería tener en cuenta la mayor parte de los efectos.

Para ver el comportamiento general, primero se realiza el ajuste a la tasa de eventos (ec. (4.7)) incluyendo todos los ángulos cenitales $\theta < 60^\circ$ y en bins de una hora. Se

obtienen los siguientes resultados:

$$\begin{aligned} a_P &= (-3.2 \pm 0.3) \times 10^{-3} \text{ hPa}^{-1} \\ a_\rho &= (-1.72 \pm 0.04) \text{ kg}^{-1} \text{ m}^3 \\ b_\rho &= (-0.53 \pm 0.04) \text{ kg}^{-1} \text{ m}^3 \end{aligned} \quad (4.9)$$

Todos los errores son estadísticos y están asociados al procedimiento de ajuste. El χ^2 reducido es: $\chi^2/\text{dof} = 1.013$ (para 88126 grados de libertad o «dof»), con $\chi^2 = \sum_i (n_i - \mu_i)^2 / \mu_i$.

El comportamiento de la tasa de detección por día (e. d. en bins de 24 h) durante todo el periodo considerado se muestra en el panel superior de la Figura 4.4 (puntos rojos). Los puntos negros representan la tasa esperada de acuerdo a los coeficientes obtenidos del ajuste. El acuerdo entre las tasas medida y esperada es notable, como era de esperarse dado el valor del χ^2 reducido. El panel inferior de la Figura 4.4 muestra la tasa promedio de RCs como función de la hora del día. Los puntos rojos con las barras de error son los datos medidos, los cuadrados son el esperado de acuerdo a los coeficientes ajustados y los triángulos son el esperado si se usa en la ecuación (4.5) la densidad en el momento del evento ρ en lugar de la densidad medida dos horas antes $\tilde{\rho}$. Se obtiene una mejora significativa cuando se incluye en el ajuste el retardo de dos horas, con un cambio en el χ^2 reducido que va de 4.2 sin el retardo a 1.9 cuando se incluye (para 21 grados de libertad). Los residuos se muestran en el gráfico insertado inferior.

Para estudiar la dependencia de los coeficientes con el ángulo cenital se divide el conjunto de datos en cinco bins de igual ancho en $\sin^2 \theta$, de tal forma que el número de eventos por bin es parecido, y se realiza el ajuste de los coeficientes en cada subconjunto. Los resultados se muestran en la Figura 4.5, junto con la curva que ajusta la dependencia en el ángulo cenital a un polinomio cuadrático de la forma

$$f(x) = c_0 + c_1 x + c_2 x^2, \quad (4.10)$$

en que $x = \sin^2 \theta$ y f podría ser a_P , a_ρ o b_ρ . Los resultados se resumen en la Tabla 4.2. Sus características principales se corresponden con las estimaciones teóricas esbozadas al principio de esta sección. Por ejemplo, el coeficiente de la presión es negativo indicando una disminución de la señal cuando la presión aumenta, en virtud de que la lluvia está en un estado más avanzado de su desarrollo. Este efecto aumenta con el ángulo cenital como lo sugiere la ec. (4.2) pero para ángulos cercanos a 60° la componente electromagnética empieza a estar muy suprimida y el efecto de la presión se reduce. En el caso de la densidad su efecto también es inverso (coeficientes negativos) dado que la

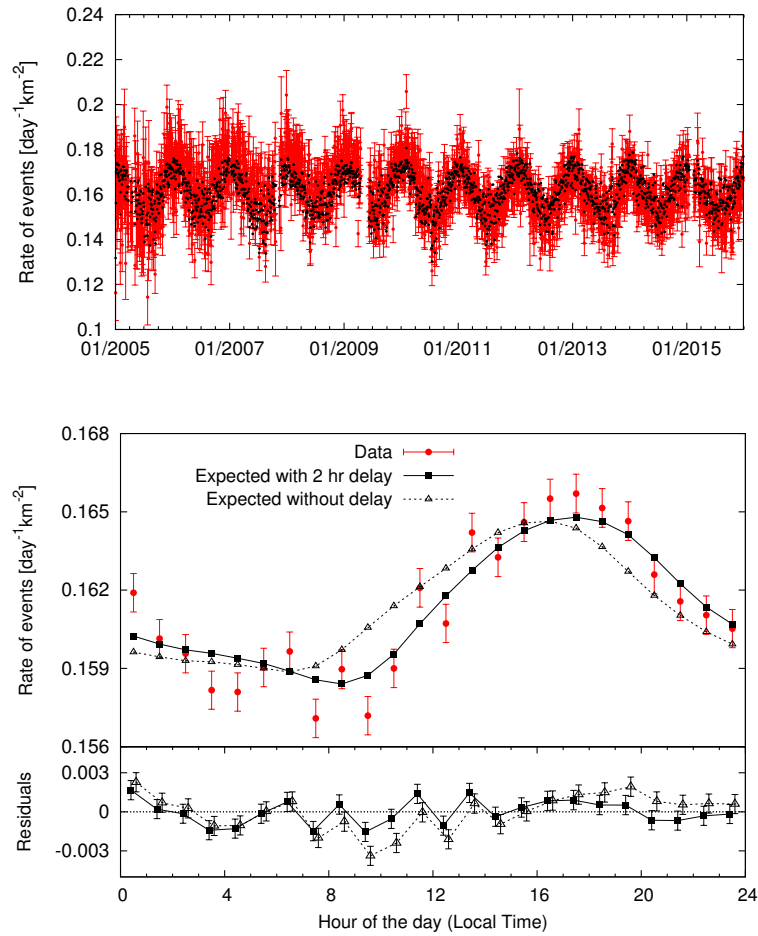
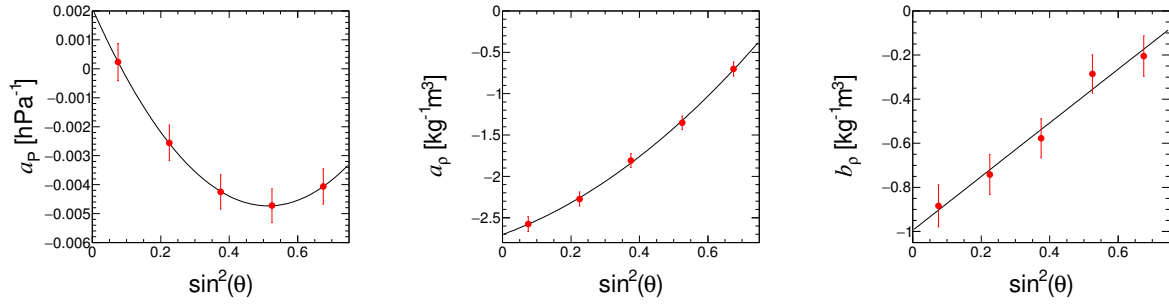


Figura 4.4: *Panel superior:* Tasa de eventos por día, con $E > 1$ EeV para el SD 1500. Los puntos experimentales se muestran en rojo con las correspondientes barras de error estadístico mientras que los puntos negros corresponden a lo esperado según el ajuste. *Panel inferior:* Tasa de eventos promediada por hora del día según los datos (rojo) y según lo esperado del ajuste usando el retraso de dos horas en la densidad (cuadrados negros) y sin dicho retraso (triángulos negros), también se muestran los residuos en el gráfico insertado. Las líneas que unen los puntos sirven de guía únicamente.

Tabla 4.2: Parámetros resultantes del ajuste a la dependencia cenital de los coeficientes de corrección atmosférica.

	c_0	c_1	c_2
a_P [hPa ⁻¹]	$(2.1 \pm 0.9) \times 10^{-3}$	$(-2.6 \pm 0.6) \times 10^{-2}$	$(2.6 \pm 0.7) \times 10^{-2}$
a_ρ [kg ⁻¹ m ³]	-2.7 ± 0.1	1.5 ± 0.8	2.2 ± 1.0
b_ρ [kg ⁻¹ m ³]	-1.0 ± 0.1	1.2 ± 0.8	0.0 ± 1.1


Figura 4.5: Coeficientes de corrección atmosférica: a_P (izquierda), a_ρ (centro) y b_ρ (derecha) como función de $\sin^2 \theta$. Las líneas corresponden a ajustes de polinomios cuadráticos como el de la ec. (4.10)

densidad del aire reduce el radio de Molière¹ de la lluvia. Las lluvias verticales son las más afectadas por causa de la predominancia de la componente electromagnética. Se puede apreciar también que el coeficiente b_ρ es menor que a_ρ por un factor aproximado de un tercio, lo cual se esperaba debido a una menor amplitud de las variaciones de temperatura a las alturas relevantes con respecto a las del suelo.

4.3.2. Resultados para el arreglo SD 750

Considerando ahora el caso del arreglo con menor separación entre detectores y haciendo nuevamente el procedimiento de ajuste pero ahora para un umbral de energía de 0.1 EeV y ángulos cenitales menores a 55°, se obtienen los siguientes resultados para los coeficientes promedio sobre todos los ángulos cenitales

$$\begin{aligned}
 a_P &= (-4.9 \pm 0.4) \times 10^{-3} \text{ hPa}^{-1} \\
 a_\rho &= (-1.07 \pm 0.06) \text{ kg}^{-1} \text{ m}^3 \\
 b_\rho &= (-0.37 \pm 0.06) \text{ kg}^{-1} \text{ m}^3
 \end{aligned}
 \tag{4.11}$$

El χ^2 reducido es de 0.998 (para 39258 grados de libertad).

El panel superior de la Figura 4.6 expone la tasa de detección por día medida (rojo)

¹Aproximadamente el 90 % de la energía depositada por la cascada se encuentra contenida en un cilindro de radio igual al radio de Molière [38]

Tabla 4.3: Parámetros resultantes del ajuste a la dependencia cenital de los coeficientes de corrección atmosférica para el SD 750.

	c_0	c_1
a_P [hPa ⁻¹]	$(-2.5 \pm 0.8) \times 10^{-3}$	$(-0.8 \pm 0.2) \times 10^{-2}$
a_ρ [kg ⁻¹ m ³]	-1.6 ± 0.1	1.8 ± 0.3
b_ρ [kg ⁻¹ m ³]	-0.4 ± 0.1	0.1 ± 0.3

y esperada (negro). La tasa promedio por hora del día se muestra en el panel inferior, el ajuste incluyendo el retardo de dos horas tiene un $\chi^2/\text{dof} = 1.76$ (mientras que aquel sin el retardo tiene $\chi^2/\text{dof} = 1.84$).

La dependencia cenital se analiza de manera análoga al SD 1500 pero, en vista de que el número de eventos es menor y el máximo ángulo cenital también lo es, se divide en tres en lugar de cinco bins de $\sin^2 \theta$. A los resultados se ajustan funciones lineales como la siguiente:

$$g(\sin^2 \theta) = c_0 + c_1 \sin^2 \theta \quad (4.12)$$

Los resultados se muestran en la Figura 4.7 y se resumen en la Tabla 4.3. Comparando con lo obtenido para el arreglo SD 1500 se encuentran características similares. Los valores de a_ρ menores en el SD 750 se explican porque la pendiente del logaritmo de la función de distribución lateral (ec. (3.2)) es menor a distancias del núcleo de la lluvia por debajo de ~ 700 m que a distancias mayores. En consecuencia, el coeficiente de densidad es menor cuando la señal es evaluada a 450 m que cuando se evalúa a 1000 m. La comparación entre los coeficientes promedio de los dos arreglos (ecuaciones (4.9) y (4.11)) muestra que la importancia relativa de los efectos de la presión es mayor para el SD 750. El efecto subdominante de la densidad, junto con los errores relativamente grandes, explica el reducido impacto que tiene en el ajuste el retraso de dos horas en la densidad.

4.4. Efectos en la reconstrucción de la energía

En la sección anterior se discutió cómo la señal S a la distancia de referencia (1000 m para el SD 1500 y 450 m para el SD 750) cambia por efectos de las variables atmosféricas que influyen en el desarrollo de las EAS. Estos cambios a su vez implican que la tasa de RCs arriba de un umbral de señal (o energía) no corregida está modulada por las variaciones en las condiciones atmosféricas, hecho que se aprovechó para obtener los coeficientes a_P , a_ρ y b_ρ que parametrizan dichas modulaciones.

Para dar una idea del impacto de los efectos atmosféricos se muestra en la Figura 4.8 la proporción entre las señales corregidas y sin corregir, S_0/S , como función del

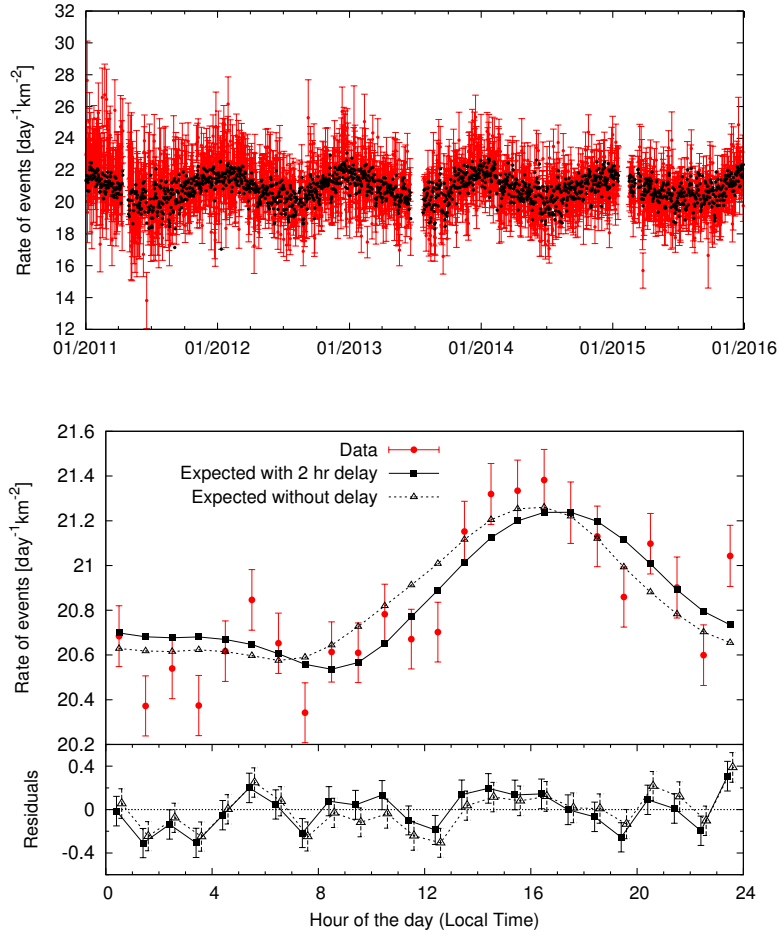


Figura 4.6: *Panel superior:* Tasa de eventos por día, con $E > 0.1$ EeV para el SD 750. Los puntos experimentales se muestran en rojo con las correspondientes barras de error estadístico mientras que los puntos negros corresponden a lo esperado según el ajuste. *Panel inferior:* Tasa de eventos promediada por hora del día según los datos (rojo) y según lo esperado del ajuste usando el retraso de dos horas en la densidad (cuadrados negros) y sin dicho retraso (triángulos negros), también se muestran los residuos en el gráfico insertado. Las líneas que unen los puntos sirven de guía únicamente.

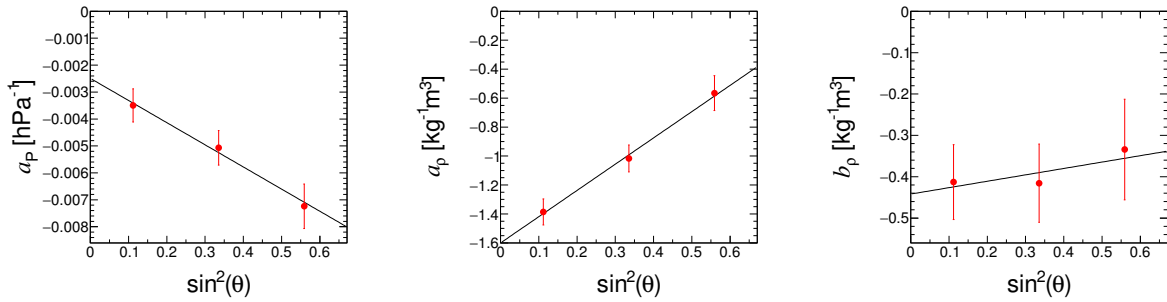


Figura 4.7: Coeficientes de corrección atmosférica: a_p (izquierda), a_p (centro) y b_p (derecha) como función de $\sin^2 \theta$ obtenidos para el SD 750. Las líneas corresponden a ajustes de funciones como la ec. (4.12)

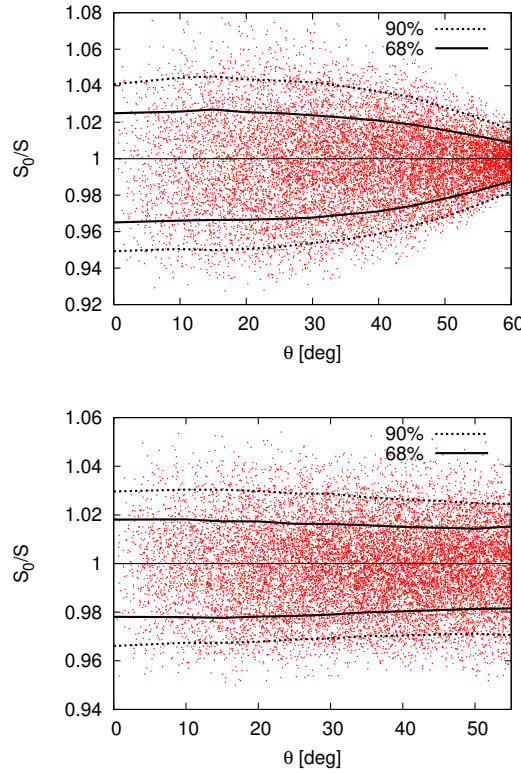


Figura 4.8: Cociente entre la señal después (S_0) y antes (S) de las correcciones como función del ángulo cenital para SD 1500 (arriba) y SD 750 (abajo). Las líneas indican los contornos que contienen el 68 % y 90 % de los valores.

ángulo cenital para ambos arreglos. Los gráficos incluyen únicamente eventos medidos en el año 2015, el comportamiento es similar en cualquiera de los años restantes. Para el SD 1500 el umbral de energía es de 3 EeV y para el SD 750 es de 0.3 EeV. De acuerdo a la dependencia cenital de los coeficientes atmosféricos (ver p. ej. Figura 4.5) es posible deducir que el efecto que determina la máxima amplitud de las correcciones a ángulos cenitales pequeños es el de la densidad, mientras que el efecto de la presión es el más relevante a ángulos grandes. Las correcciones a la señal, y por consiguiente a la energía, pueden alcanzar el 7 % en los casos más extremos pero en general es menor al 4 % para la mayoría de los eventos.

Los siguientes pasos para la reconstrucción de la energía después de corregir la señal S por los efectos atmosféricos son: re-hacer el procedimiento del CIC en términos de la señal corregida S_0 y la calibración con los eventos híbridos. Ambos procedimientos fueron introducidos en la sección 3.2.4.

El CIC asigna a cada señal S una señal de referencia $S_{38} = S/f_{\text{CIC}}(\theta)$ con θ el ángulo cenital de la lluvia y f_{CIC} está dada por la ec. (3.5). EL CIC está determinado usando los eventos para los cuales el arreglo es 100 % eficiente, evitando así problemas asociados al disparo del detector. Se obtiene dividiendo en bins de $\sin^2 \theta$ de igual tamaño y determinando los valores mínimos de señal en cada división arriba de los cuales hay un número fijo de eventos, el mismo para cada bin. Los valores de señal

así obtenidos son ajustados con la función $af_{\text{CIC}}(\theta)$. El parámetro a corresponde al valor mínimo de señal en el intervalo que contiene a $\theta = 38^\circ$. Dada la linealidad de las correcciones atmosféricas a la señal, la función del CIC obtenida a partir de S_0 no es significativamente diferente de aquella obtenida a partir de S si las variables de referencia P_0 y ρ_0 son los promedios globales. Puesto que éste es el caso del presente análisis, se espera que los coeficientes del CIC permanezcan esencialmente iguales.

Con respecto a la calibración de la energía, ésta se realiza usando los eventos híbridos; medidos simultáneamente por el SD y el FD. Allí se relaciona la energía determinada directamente por los telescopios de fluorescencia con la señal de referencia S_{38} obtenida con el CIC. La relación se establece mediante un ajuste con la función $E = AS_{38}^B$. Realizar este procedimiento en términos de la señal S_0 debería, en principio, modificar los coeficientes de calibración A y B. El cambio se espera principalmente por el hecho de que las mediciones del FD se realizan durante la noche, esto es, en condiciones de temperatura que son menores (6°C) que el promedio global. En consecuencia, la densidad promedio del aire en el momento de la medición de los eventos usados en la calibración es aproximadamente 2% más grande que la densidad promedio en todo el periodo de medición. Sin embargo, nótese que al hacer un promedio de las correcciones atmosféricas a la energía, el factor proporcional a α_ρ y que involucra el término $\rho_d - \rho_0$, será similar tanto si se calcula con todos los eventos del SD como con los del FD, en virtud de que el promedio diario de la temperatura no es muy diferente para ambas muestras. El efecto de la presión también se espera que sea similar en ambos casos. Por esta razón, el cambio relevante vendrá dado por el término asociado a la modulación diaria de la densidad $\tilde{\rho} - \rho_d$. Dado que en promedio $\beta_\rho \simeq -0.25 \text{ kg}^{-1} \text{ m}^3$, las señales S son alrededor de 0.5% más pequeñas para los eventos híbridos que para todos los eventos. Esta diferencia afecta principalmente al coeficiente de calibración A, el cual debería reducirse $\sim 0.5\%$ cuando la calibración se hace en términos de S_0 . Por otro lado, para el coeficiente B no se espera un cambio significativo.

Como un chequeo final de que este procedimiento corrige los efectos sistemáticos que se deben a las variaciones de las condiciones atmosféricas, se muestran en la Figuras 4.9 y 4.10 la tasa de eventos diaria y horaria, respectivamente. Se calcularon a partir de los eventos registrados por el SD 1500 con energías arriba de 2 EeV (cercano a eficiencia completa y con un número de eventos significativo), usando las señales corregidas y sin corregir. En el primer caso la tasa de eventos es notablemente plana habiéndose removido las modulaciones existentes antes de la corrección.

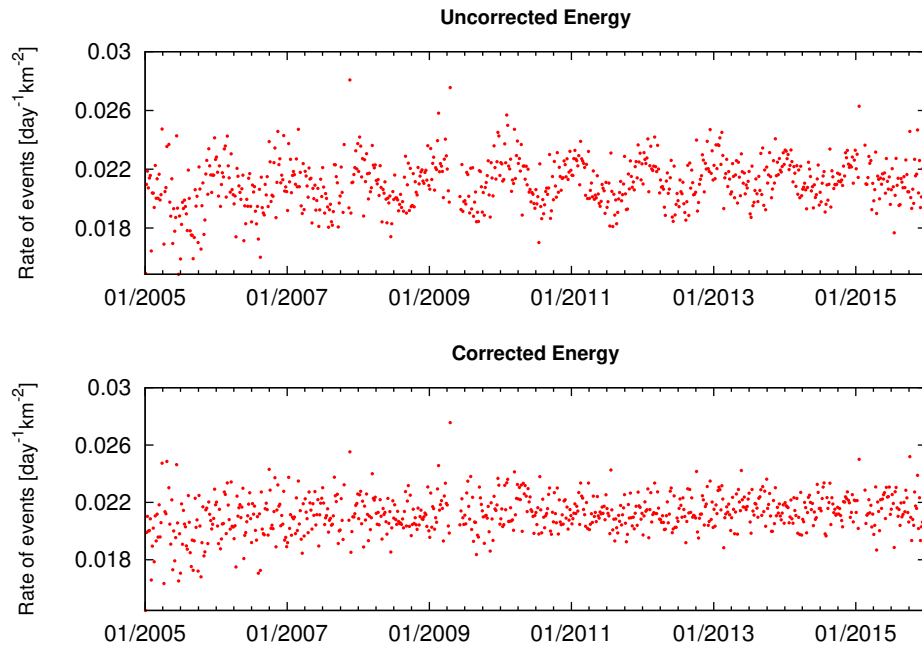


Figura 4.9: Tasa de eventos diaria antes (arriba) y después (abajo) de la corrección de las energías para un umbral de 2 EeV para el SD 1500

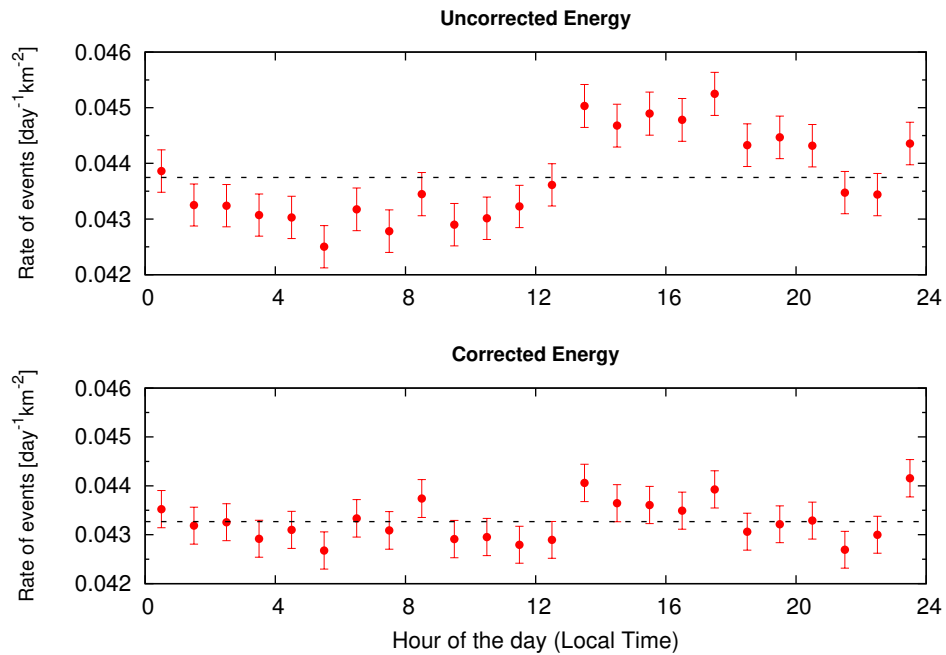


Figura 4.10: Tasa de eventos por hora del día antes (arriba) y después (abajo) de la corrección de las energías para un umbral de 2 EeV para el SD 1500

Capítulo 5

Anisotropías a gran escala en las direcciones de arribo de los rayos cósmicos de alta energía

“Absence of evidence is not evidence of absence.”

— Carl Sagan

5.1. Introducción

El origen y la naturaleza de los rayos cósmicos es uno de los problemas abiertos en astrofísica. Además de las mediciones del espectro, cuyas características pueden ser indicadores de transición entre diferentes regímenes de propagación o diferentes poblaciones de fuentes, y la determinación de la composición de masa de las partículas, el estudio de la distribución de las direcciones de arribo provee información crucial para avanzar hacia la respuesta de estos interrogantes aún sin resolver. En particular, la identificación de las fuentes de RCs ayudaría a entender como se producen y propagan estas partículas, cuyas energías son las más altas observadas en la naturaleza.

El observatorio Pierre Auger ha reportado estudios de la distribución de las direcciones de llegada a grandes escalas angulares en función de la ascensión recta [70, 71] y también en ambas, ascensión recta y declinación [8, 9, 81], mediante el análisis de eventos con ángulos cenitales menores a 60° . En estos análisis se hallaron indicios de un cambio en la fase del primer armónico en ascensión recta a energías de unos cuantos EeV. Otro resultado, que incluye también eventos con ángulos cenitales entre 60° y 80° aumentando así la cobertura del cielo de 71 % a 85 %, muestra indicaciones de una amplitud del primer armónico en ascensión recta distinta de cero para eventos con energías arriba de 8 EeV y que es significativo en 4σ [72].

En esta tesis se realizó el mismo análisis que en [72], incluyendo ~ 2.6 años más de datos y también considerando una selección de disparo menos restrictiva. De esta forma se logra un incremento de 62 % en la estadística y se obtiene una anisotropía en la distribución de los RCs en ascensión recta arriba de 8 EeV significativa en 5.4σ [2, 82]. Un segundo estudio extiende hasta energías por debajo de eficiencia completa los análisis del primer armónico en ascensión recta combinando datos del SD 1500 con ángulo cenital menor a 60° y del SD 750 con ángulo cenital por debajo de 55° . Ésto permite un panorama amplio de la evolución de la componente del dipolo en el plano ecuatorial como función de la energía.

5.2. Métodos de análisis

La distribución de las direcciones de arribo reconstruidas a partir de los datos de lluvias atmosféricas está afectada por dos tipos de efectos distintos: el primero tiene que ver con las circunstancias experimentales, tales como la ubicación geográfica del detector y los tiempos de medición, los cuales afectan los eventos registrados. En cada momento, las lluvias que llegan desde diferentes direcciones atraviesan la atmósfera con diferentes inclinaciones. Como resultado, las lluvias que vienen de ciertas regiones del cielo tendrán mayor probabilidad de no ser detectadas o de ser descartadas durante el proceso de reconstrucción o análisis y esto claramente afecta la distribución de las direcciones de llegada. El segundo efecto es que la distribución intrínseca de los RCs que llegan a la Tierra no sea uniforme. Este último caso es el de mayor interés en el estudio de los rayos cósmicos porque nos brinda posible información sobre el origen de los mismos, pero es generalmente mucho menor que los efectos experimentales.

En términos matemáticos, la distribución registrada por un experimento es la convolución de la distribución verdadera con un conjunto de características experimentales (campo de visión, tiempos de medición, eficiencia experimental, errores de reconstrucción...). Los métodos descritos en este capítulo realizan una de-convolución para así deducir la distribución del flujo real a partir de las direcciones de llegada medidas. El limitado campo de visión de los experimentos típicos (el observatorio Auger entre ellos) es un reto para este tipo de análisis, debido a que causa que la cobertura del cielo no sea únicamente no-homogénea sino también incompleta.

5.2.1. Exposición direccional del detector

Para interpretar un conjunto de datos experimentales de direcciones de arribo, es necesario saber la cobertura del cielo que tiene el detector con el que fueron recolectados. Dependiendo de la ubicación geográfica del experimento, únicamente ciertas partes

del cielo son visibles. La *exposición direccional*¹ ω de un Observatorio es el área efectiva de recolección integrada en el tiempo y para cada dirección del cielo, en unidades de $\text{km}^2 \text{yr}$. Como función de las coordenadas locales, ángulo cenital θ y azimutal ϕ , la exposición direccional se escribe como,

$$\omega(\theta, \phi, E) = \int dt A(\theta, \phi, t) \epsilon(\theta, \phi, E) \quad (5.1)$$

donde $A(\theta, \phi, t)$ representa el área expuesta a esta dirección particular (θ, ϕ) a un tiempo t y $\epsilon(\theta, \phi, E)$ es la eficiencia de detección en la cual se incluye también una posible dependencia con la energía.

En el caso particular del observatorio Pierre Auger el área expuesta viene dada por $A(\theta, \phi, t) = n_{\text{cell}}(t) \times a_{\text{cell}} \cos \theta$, en la que $n_{\text{cell}}(t)$ es el número de celdas unitarias² a tiempo t y $a_{\text{cell}} \cos \theta$ es el área proyectada de una celda unitaria en el plano de incidencia de la lluvia (perpendicular a θ) con $a_{\text{cell}} = 1.95 \text{ km}^2$. Para poder prescindir del término de eficiencia en el cálculo de la exposición, es común aplicar cortes a los datos que aseguren la eficiencia completa del detector. Esto da como resultado límites superiores al ángulo cenital θ_{max} y umbrales de energía para los cuales se satisface la condición de eficiencia. En Auger por ejemplo, el SD principal tiene eficiencia de 100 % para energías arriba de 3 EeV para $\theta_{\text{max}} = 60^\circ$ o arriba de 4 EeV para $\theta_{\text{max}} = 80^\circ$.

El número de celdas unitarias $n_{\text{cell}}(t)$ se registra cada segundo usando el sistema de disparo del observatorio y refleja el crecimiento del arreglo al igual que los periodos de mal funcionamiento de los detectores (ver por ejemplo Figura 4.1). $n_{\text{cell}}(t)$ es la única cantidad que depende del tiempo en la definición de la exposición direccional, modulando el número de eventos como función del tiempo dentro de un dado ángulo sólido integrado. Para una periodicidad T , el número total de celdas unitarias $N_{\text{cell}}(t)$ como función del tiempo dentro de un periodo y sumada sobre todos los periodos, y sus variaciones relativas $\Delta N_{\text{cell}}(t)$ se obtienen a partir de,

$$N_{\text{cell}}(t) = \sum_j n_{\text{cell}}(t + jT), \quad \Delta N_{\text{cell}}(t) = \frac{N_{\text{cell}}(t)}{\langle N_{\text{cell}}(t) \rangle}, \quad (5.2)$$

con $\langle N_{\text{cell}}(t) \rangle = 1/T \int_0^T dt N_{\text{cell}}(t)$ y j va desde 0 hasta el número de periodos que abarque el intervalo de tiempo que se considere.

Una anisotropía dipolar verdadera en la distribución en ascensión recta de los eventos induce una modulación en la distribución de los tiempos de llegada con un periodo

¹No confundir con la exposición total o integrada, la cual se refiere a la exposición en toda la esfera celeste y está en unidades de $\text{km}^2 \text{sr yr}$.

²Una celda unitaria en Auger esta formada por siete detectores Cherenkov, los cuales a causa de la disposición triangular del arreglo forman un hexágono regular de lado igual a la separación entre detectores.

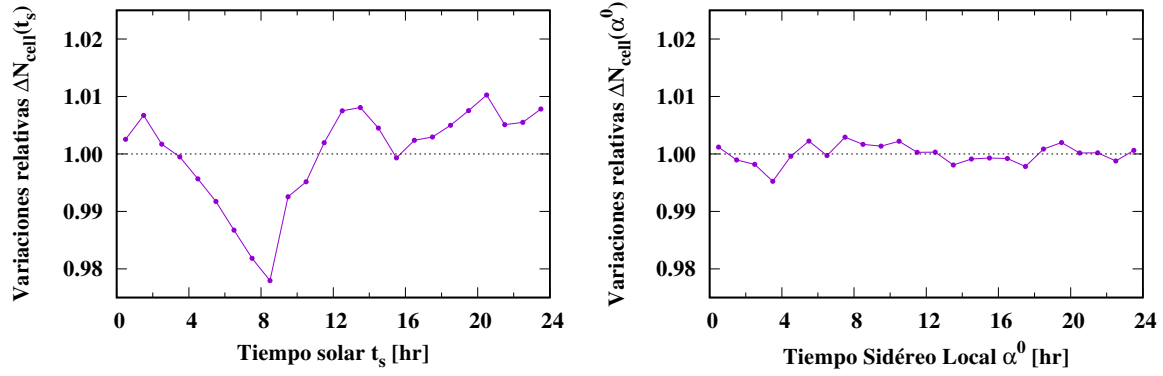


Figura 5.1: Variaciones relativas del número de celdas unitarias como función del tiempo solar (izquierda) y el tiempo sidéreo (derecha).

igual a un día sidéreo. Un día sidéreo es el tiempo que le toma a la Tierra completar una rotación relativa al equinoccio vernal. Es aproximadamente $T_{\text{sid}} = 23 \text{ h } 56 \text{ min } 4.091 \text{ s}$. Por otro lado, una modulación de origen experimental se manifestará naturalmente en un periodo de un día solar $T_{\text{sol}} = 24 \text{ h}$, pudiendo también inducir anisotropías dipolares espurias en la distribución en ascensión recta de los eventos (esto se discutirá con más detalle en la sección de resultados). Por lo tanto, es esencial controlar $\Delta N_{\text{cell}}(t)$ para tener en cuenta las variaciones de la exposición en diferentes direcciones. La Figura 5.1 muestra las variaciones relativas del número de celdas unitarias para las dos periodicidades mencionadas. En el panel izquierdo se muestran las variaciones por hora para la frecuencia solar (periodo T_{sol}). Es clara la modulación diurna con una amplitud $\simeq 2\%$, existe un déficit pronunciado durante la noche producto de posibles fallos que no son reparados sino hasta las horas laborales del personal técnico durante el día. El panel derecho muestra el resultado para el caso de la frecuencia sidérea, α^0 corresponde al tiempo sidéreo local y por razones prácticas se escoge igual a la ascensión recta (en horas) del cenit en el centro del arreglo. En este caso las variaciones son menores a 0.5% en virtud de que se promedian los efectos durante los más de 12 años de datos con los que se realizó este análisis.

Resulta útil también escribir la exposición direccional en función de las coordenadas ecuatoriales, declinación δ y ascensión recta α . En el caso de un detector cuya operación es continua, es decir, en el cual la exposición no depende del tiempo sidéreo y por tanto es constante en ascensión recta, se puede calcular la exposición en función de la declinación a partir de [83]:

$$\omega(\delta) \propto \cos \delta_0 \cos \delta \sin \alpha_m + \alpha_m \sin \delta_0 \sin \delta \quad (5.3)$$

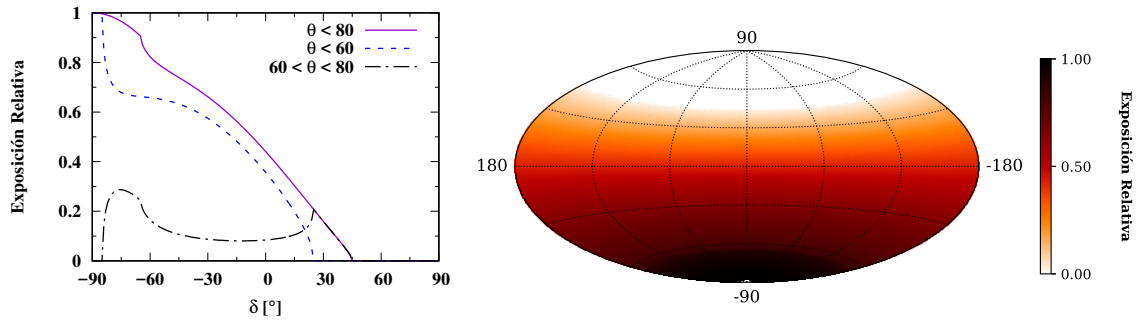


Figura 5.2: Exposición direccional relativa del observatorio Pierre Auger, cuya latitud es 35.2°Sur . Fue obtenida a partir de la ec. (5.3) dividiendo cada valor de $\omega(\delta)$ por el máximo valor en todo el cielo. *Panel izquierdo:* Exposición en función de la declinación para diferentes rangos de ángulo cenital. *Panel derecho:* Mapa de la exposición en coordenadas ecuatoriales para $\theta_{\max} = 80^\circ$.

donde

$$\alpha_m = \begin{cases} 0 & \text{si } \xi > 1 \\ \pi & \text{si } \xi < -1 \\ \cos^{-1} \xi & \text{otro caso} \end{cases}$$

con

$$\xi \equiv \frac{\cos \theta_{\max} - \sin \delta_0 \sin \delta}{\cos \delta_0 \cos \delta}$$

y δ_0 es la latitud terrestre en la que se encuentra el detector.

La Figura 5.2 muestra la exposición direccional para el observatorio Pierre Auger ($\delta_0 = -35.2^\circ$) calculada mediante la ec. (5.3). Ésta es una buena aproximación dada las pequeñas variaciones relativas en el área de exposición como función del tiempo sidéreo (panel derecho Figura 5.1). En este caso se trata de la exposición relativa cuyo máximo valor es 1. Esto significa que ω en cualquier punto del cielo es una fracción entre 0 y 1 dada por la exposición en ese punto dividida por el valor más grande posible en todo el cielo. Se observa claramente que la exposición depende de los valores permitidos de θ . Existen zonas que están expuestas durante todo el tiempo, como es el caso del polo Sur, mientras que hay otras zonas que el detector no puede «ver» en ningún momento, caso de $\delta > 45^\circ$.

5.2.2. Eficiencia de detección y los efectos atmosféricos

Para llevar a cabo análisis de anisotropías en el rango de energías en que el detector no tiene eficiencia completa, es necesario tener en cuenta los posibles errores sistemáticos inducidos. En esta sección se estudia el efecto de las variaciones atmosféricas en la eficiencia de disparo, relevante para corregir modulaciones espurias en el flujo.

La eficiencia de detección de un detector de rayos cósmicos en función de la energía puede determinarse de manera empírica comparando el número de eventos observado

N , con aquellos esperados en el caso de eficiencia completa N_0 . La validez de esta estimación se basa en el hecho de que para observatorios ubicados en latitudes alejadas de los polos terrestres, la distribución cenital $dN/d\sin^2\theta$ es muy poco sensible a las anisotropías a gran escala de amplitudes moderadas [8]. Por consiguiente, la eficiencia de detección puede estimarse como,

$$\langle\epsilon(\theta, \phi, E)\rangle_\phi = \frac{1}{d^2N_0/dEd\sin^2\theta} \frac{d^2N}{dEd\sin^2\theta}(\sin^2\theta, E) \quad (5.4)$$

La expresión $\langle\cdot\rangle_\phi$ denota un promedio sobre el ángulo azimutal ϕ . El factor de normalización es en realidad independiente del ángulo cenital y puede estimarse usando una ley de potencias para el espectro de RCs en el rango de energía considerado, a saber, adoptando $dN_0/dE \propto E^{-\gamma}$.

El panel izquierdo de la Figura 5.3 muestra la eficiencia de detección como función de la energía determinada usando los eventos observados con el SD principal del observatorio Pierre Auger con energías superiores a 0.1 EeV. El ángulo cenital abarca de 0° a 60° y los datos han sido divididos en ocho bins de igual tamaño en $\sin^2\theta$. El índice espectral se toma $\gamma = 3.29$, el cual es apropiado para energías por debajo del tobillo (~ 5 EeV). Los eventos esperados N_0 están normalizados usando los eventos medidos en el rango [3,5] EeV en el cual el detector se considera 100 % eficiente.

En el panel derecho se muestra la eficiencia del SD 750 para energías arriba de 0.01 EeV y $\theta \leq 55^\circ$. En este caso el espectro se empina a una energía $E_{sr} \simeq 0.1$ EeV correspondiente a la denominada segunda rodilla, la cual es un empinamiento en el espectro de la componente pesada de los rayos cósmicos galácticos. En el análisis actual se usan los valores determinados por el experimento KASCADE-Grande [57], $E_{sr} \simeq 9 \times 10^{16}$ eV, por debajo de esta energía el índice espectral se toma como $\gamma = 2.95$.

La eficiencia es del 100 % arriba de 3 EeV en el SD 1500 y arriba de 0.3 EeV en el SD 750 y decrece cuando la energía baja. Una parametrización conveniente de la dependencia de la eficiencia con la energía es:

$$\langle\epsilon(\theta, \phi, E)\rangle_\phi = \frac{E^{p(\theta)}}{E^{p(\theta)} + E_{0.5}(\theta)^{p(\theta)}} \quad (5.5)$$

El exponente p y la energía del 50 % de eficiencia $E_{0.5}$ son los parámetros libres y su dependencia con el ángulo cenital puede ajustarse a polinomios de segundo y tercer orden, respectivamente

$$\text{SD 1500} \begin{cases} p(\theta) = 3.8(\sin^2\theta)^2 - 1.2\sin^2\theta + 3.3 \\ E_{0.5}(\theta) = [4.3(\sin^2\theta)^3 - 2.2(\sin^2\theta)^2 - 0.2\sin^2\theta + 0.88] \text{ EeV} \end{cases}$$

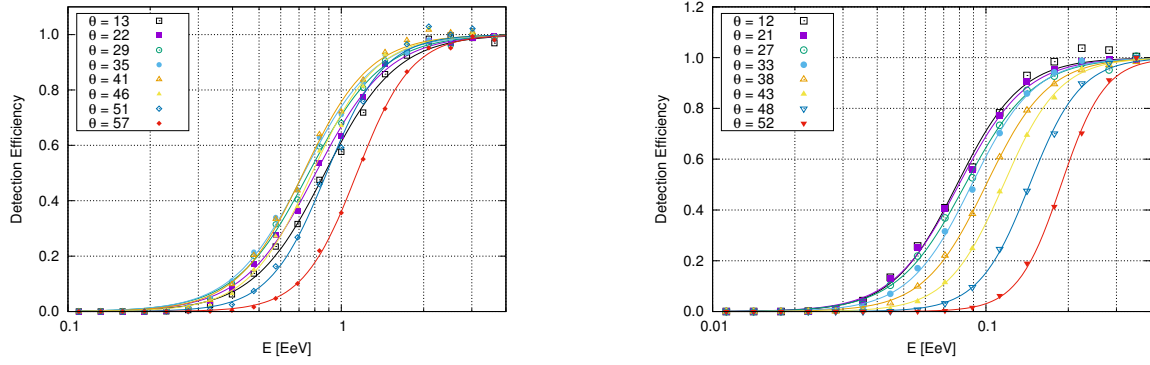


Figura 5.3: Eficiencia de detección para el SD 1500 (izquierda) y el SD 750 (derecha). Los marcadores indican los valores determinados a partir de los datos y las líneas corresponden a los ajustes a funciones del tipo (5.5). Las leyendas señalan el ángulo cenital del valor central de cada intervalo de $\sin^2 \theta$.

$$\text{SD 750} \begin{cases} p(\theta) = 9.3(\sin^2 \theta)^2 - 3.4 \sin^2 \theta + 3.8 \\ E_{0.5}(\theta) = [0.79(\sin^2 \theta)^3 - 0.33(\sin^2 \theta)^2 + 0.08 \sin^2 \theta + 0.075] \text{ EeV} \end{cases}$$

Los resultados de estos ajustes se muestran en la Figura 5.4 en función de $\sin^2 \theta$.

Una eficiencia de detección dependiente de la energía puede inducir modulaciones espurias en la distribución de eventos en un dado rango de energía. En particular, una fuente de tales efectos proviene de las variaciones con el tiempo de las condiciones atmosféricas. En el capítulo anterior se vio que los cambios en las variables de estado atmosféricas como la presión y la densidad del aire inducen efectos sistemáticos en la señal de referencia a 1000 m del núcleo de la lluvia y esto conlleva a efectos en la asignación de la energía de los RCs. Dado que la eficiencia de disparo puede considerarse también como dependiente de la señal a 1000 m, las diferentes condiciones atmosféricas impactarán en la eficiencia de la detección.

Para cuantificar estos efectos se considera que la energía E' que hubiese sido obtenida a partir de las señales medidas sin corregir por los cambios atmosféricos está relacionada con la energía corregida E a través de $E' = E(1 + \Delta(\theta, P, \rho))^B$, en la cual $\Delta(\theta, P, \rho) = \alpha_P(\theta)(P - P_0) + \alpha_\rho(\theta)(\rho_d - \rho_0) + \beta_\rho(\theta)(\rho - \rho_d)$ es la corrección debida a la variabilidad climática (ver capítulo anterior). De manera que, a primer orden en $\Delta(\theta, P, \rho)$ la dependencia de la eficiencia con las condiciones atmosféricas se puede estimar como,

$$\begin{aligned} \epsilon(\theta, P, \rho, E) &= \langle \epsilon(\theta, \phi, E') \rangle_\phi \\ &\simeq \langle \epsilon(\theta, \phi, E) \rangle_\phi + BE \Delta(\theta, P, \rho) \frac{\partial \langle \epsilon(\theta, \phi, E) \rangle_\phi}{\partial E} \end{aligned} \quad (5.6)$$

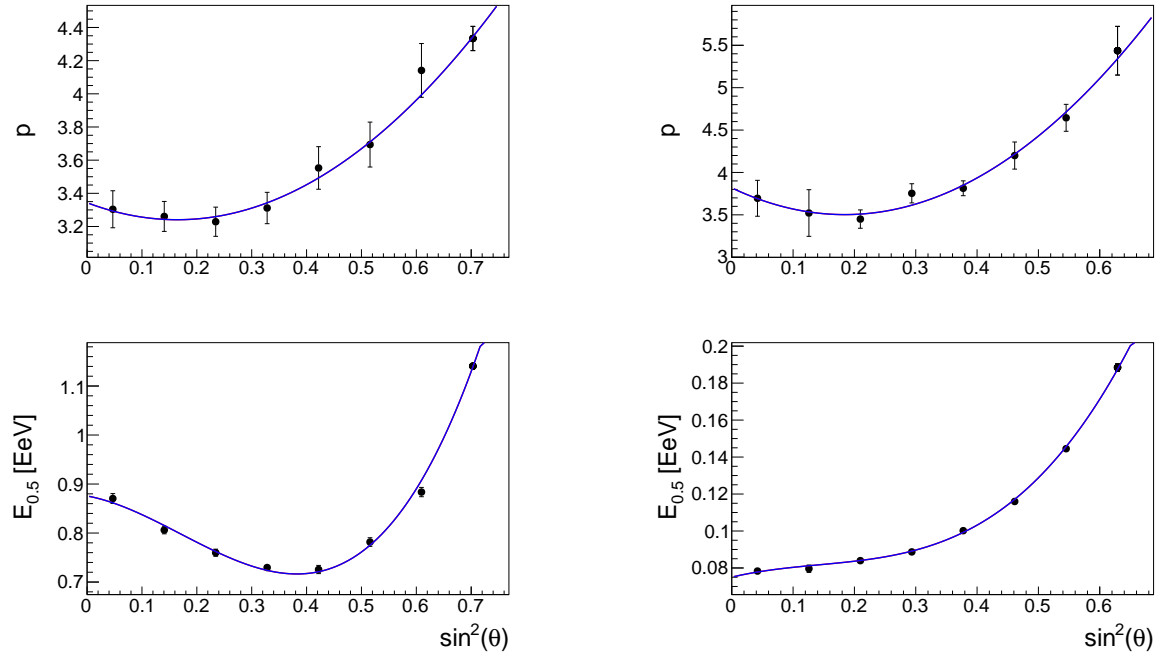


Figura 5.4: Ajustes de los parámetros de la eficiencia de detección (ec. (5.5)) en función de $\sin^2 \theta$ para el SD 1500 (izquierda) y el SD 750 (derecha).

Esta relación se usará mas adelante para corregir errores sistemáticos en los estudios de anisotropías en rangos de energía en los cuales la eficiencia de detección no es del 100 %.

5.2.3. Análisis de Fourier en ascensión recta y azimut

La distribución en ascensión recta del flujo de RCs que llega a un detector puede caracterizarse por las amplitudes r_k y fases φ_k de su expansión en serie de Fourier

$$I(\alpha) = I_0 \left(1 + \sum_{k=1}^{\infty} r_k \cos[k(\alpha - \varphi_k)] \right) = I_0 \left(1 + \sum_{k=1}^{\infty} a_k \cos(k\alpha) + \sum_{k=1}^{\infty} b_k \sin(k\alpha) \right) \quad (5.7)$$

donde $a_k = r_k \cos(k\varphi_k)$ y $b_k = r_k \sin(k\varphi_k)$. Los coeficientes de Fourier se obtienen a partir de las expresiones;

$$\begin{aligned} I_0 &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\alpha I(\alpha) \\ a_k &= \frac{1}{\pi I_0} \int_0^{2\pi} d\alpha I(\alpha) \cos(k\alpha) \\ b_k &= \frac{1}{\pi I_0} \int_0^{2\pi} d\alpha I(\alpha) \sin(k\alpha) \end{aligned} \quad (5.8)$$

El flujo $I(\alpha)$ puede obtenerse a partir de la distribución de las direcciones de arribo

observadas $dN/d\Omega$:

$$I(\alpha) = \int_{\delta_{min}}^{\delta_{max}} d\delta \cos \delta \frac{dN}{d\Omega}(\alpha, \delta) = \int_{\delta_{min}}^{\delta_{max}} d\delta \cos \delta \Phi(\alpha, \delta) \omega(\alpha, \delta), \quad (5.9)$$

en la cual se usó que la distribución de direcciones observada es la convolución del flujo real Φ y la exposición direccional ω . Se observa entonces que $I(\alpha)$ es un buen estimador del flujo real en ascensión recta sólo si la exposición direccional es independiente de ésta. El flujo medio es $I_0 = N/2\pi$ y los coeficientes de Fourier del flujo pueden estimarse a partir de la ascensión recta de los eventos,

$$\begin{aligned} a_k &= \frac{2}{N} \int_0^{2\pi} d\alpha \int_{\delta_{min}}^{\delta_{max}} d\delta \cos \delta \Phi(\alpha, \delta) \omega(\delta) \cos(k\alpha) = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \cos(k\alpha_i) \\ b_k &= \frac{2}{N} \int_0^{2\pi} d\alpha \int_{\delta_{min}}^{\delta_{max}} d\delta \cos \delta \Phi(\alpha, \delta) \omega(\delta) \sin(k\alpha) = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \sin(k\alpha_i) \end{aligned} \quad (5.10)$$

para la última igualdad se usó el hecho de que se puede modelar $dN/d\alpha = \sum_{i=1}^N \delta(\alpha - \alpha_i)$ en la que la suma se realiza sobre el número de eventos N y $\delta(x)$ es la delta Dirac.

Como se vio en la sección anterior, la exposición direccional del observatorio Pierre Auger no es completamente uniforme en ascensión recta, sino que tiene modulaciones pequeñas (ver gráfico derecho en Figura 5.1) que podrían llegar a inducir efectos sistemáticos en la determinación de las anisotropías. Para corregir este efecto se modifica levemente el método descrito anteriormente de la siguiente manera: se supone ahora que la exposición direccional tiene una pequeña dependencia en α tal que, $\tilde{\omega}(\alpha, \delta) = \omega(\delta)(1 + \epsilon(\alpha))$ con $\epsilon(\alpha)$ pequeño. Este término adicional representa justamente las variaciones relativas en el número de celdas unitarias en función del tiempo sidéreo $\Delta N_{\text{cell}}(\alpha^0)$ y se corrige pesando cada evento por un factor $w_i \propto \Delta N_{\text{cell}}^{-1}(\alpha_i^0)$.

Un análisis análogo puede hacerse para la distribución en azimut ϕ , en este caso también se debe corregir una posible fuente de errores sistemáticos asociada con el hecho de que la superficie del arreglo tiene una pequeña inclinación promedio de 0.2° en dirección 30° a partir del Este y hacia el Sur, o sea, $\phi_{\text{incl}} = -30^\circ$. Esta inclinación modula el área efectiva de la celda unitaria de acuerdo a

$$A_{\text{cell}}(\theta, \phi) = a_{\text{cell}} \cos \theta [1 + 0.003 \tan \theta \cos(\phi - \phi_{\text{incl}})] \quad (5.11)$$

Para energías arriba de eficiencia completa el efecto de la inclinación puede incluirse también como un factor de peso para cada evento igual a $[1 + 0.003 \tan \theta \cos(\phi - \phi_{\text{incl}})]^{-1}$.

En consecuencia, los coeficientes de Fourier están dados por

$$a_k^x = \frac{2}{\mathcal{N}} \sum_{i=1}^N w_i \cos(kx_i), \quad b_k^x = \frac{2}{\mathcal{N}} \sum_{i=1}^N w_i \sin(kx_i) \quad (5.12)$$

donde $x = \alpha$ o ϕ , los pesos están dados por $w_i \equiv [\Delta N_{\text{cell}}(\alpha_i^0)(1 + 0.003 \tan \theta \cos(\phi - \phi_{\text{incl}}))]^{-1}$ y el factor de normalización es $\mathcal{N} = \sum_{i=1}^N w_i$.

La amplitud r_k^α y la fase φ_k^α estimadas para el análisis en ascensión recta se calculan a partir de

$$r_k^\alpha = \sqrt{(a_k^\alpha)^2 + (b_k^\alpha)^2}, \quad \varphi_k^\alpha = \frac{1}{k} \arctan \frac{b_k^\alpha}{a_k^\alpha} \quad (5.13)$$

Dado que los pesos w_i son muy cercanos a uno, la probabilidad $P(\geq r_k^\alpha)$ de que una amplitud mayor o igual a r_k^α provenga de una distribución isotrópica puede aproximarse mediante la función de distribución acumulada de la distribución de Rayleigh [84]

$$P(\geq r_k^\alpha) = \exp\left(-\frac{\mathcal{N}(r_k^\alpha)^2}{4}\right) \quad (5.14)$$

En este trabajo se restringe el análisis a los primeros dos armónicos $k = 1, 2$. El primer armónico es suficiente para reconstruir un dipolo en el flujo de RCs bajo el supuesto de que los multipolos de orden superior son despreciables (como se mostrará en la sección siguiente). Los coeficientes del segundo armónico son sensibles a la componente cuadrupolar (y multipolos superiores) de la distribución de los rayos cósmicos. La presencia de un dipolo en el plano ecuatorial dará como resultado coeficientes a_1^α y/o b_1^α distintos de cero y por esta razón una amplitud r_1^α no nula. Por otro lado, el coeficiente b_1^ϕ es sensible a las asimetrías del flujo entre el norte y el sur local, y por ello da información de la componente dipolar a lo largo del eje de rotación terrestre.

5.2.4. Reconstrucción del dipolo y cuadrupolo

En esta sección se obtendrán las componentes de un dipolo a partir de los coeficientes del análisis armónico descrito en la sección anterior en la aproximación de multipolos superiores despreciables. Luego se reconstruirán incluyendo también las contribuciones del cuadrupolo.

Patrón dipolar

Una anisotropía puramente dipolar se puede parametrizar con una función de la dirección de arribo $\hat{\mathbf{u}}$ de la forma,

$$\Phi(\hat{\mathbf{u}}) = \Phi_0(1 + \mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{u}}) \quad (5.15)$$

En términos de coordenadas ecuatoriales $\mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{u}} = d(\cos \delta_d \cos \delta \cos(\alpha - \alpha_d) + \sin \delta_d \sin \delta)$, aquí d es la amplitud del dipolo y (α_d, δ_d) son sus coordenadas angulares. De las ecuaciones (5.8) y (5.10) se tiene que

$$\begin{aligned} N &= 2\pi\Phi_0 \int_{\delta_{min}}^{\delta_{max}} d\delta \cos \delta \omega(\delta) (1 + d_z \sin \delta) = 2\pi\Phi_0 (\bar{1} + d_z \widetilde{\sin \delta}) \\ a_1^\alpha &= \frac{2\pi\Phi_0}{N} d_\perp \cos \alpha_d \int_{\delta_{min}}^{\delta_{max}} d\delta \omega(\delta) \cos^2 \delta = \frac{2\pi\Phi_0}{N} d_\perp \cos \alpha_d \widetilde{\cos \delta} \\ b_1^\alpha &= \frac{2\pi\Phi_0}{N} d_\perp \sin \alpha_d \int_{\delta_{min}}^{\delta_{max}} d\delta \omega(\delta) \cos^2 \delta = \frac{2\pi\Phi_0}{N} d_\perp \sin \alpha_d \widetilde{\cos \delta} \end{aligned} \quad (5.16)$$

donde $d_z = d \sin \delta_d$ corresponde al dipolo en la dirección del eje de rotación de la Tierra y $d_\perp = d \cos \delta_d$ a la componente en el plano ecuatorial. Para la segunda parte de las ecuaciones se empleó la notación $\widetilde{f(\delta)} = \int_{\delta_{min}}^{\delta_{max}} d\delta \cos \delta \omega(\delta) f(\delta)$.

Escribiendo en términos de la amplitud r_1^α se obtiene

$$d_\perp = \frac{r_1^\alpha (1 + d_z \langle \sin \delta \rangle)}{\langle \cos \delta \rangle}, \quad (5.17)$$

en la que se usó el hecho de que $\widetilde{\cos \delta} / \bar{1}$ puede estimarse como el valor medio del $\cos \delta$ de los eventos $\langle \cos \delta \rangle$. Igual para $\widetilde{\sin \delta} / \bar{1} \simeq \langle \sin \delta \rangle$. En el caso en que $d_z \langle \sin \delta \rangle \ll 1$ se tiene que

$$d_\perp \simeq \frac{r_1^\alpha}{\langle \cos \delta \rangle} \quad (5.18)$$

Mediante un procedimiento completamente análogo al anterior pero escribiendo el flujo y las integrales en términos de las coordenadas locales³ se obtiene

$$\begin{aligned} N &= 4\pi^2\Phi_0 (\bar{1} + d_z \sin \delta_0 \overline{\cos \theta}) \\ a_1^\phi &= 0 \\ b_1^\phi &= \frac{4\pi^2\Phi_0}{N} d_z \cos \delta_0 \overline{\sin \theta} \end{aligned} \quad (5.19)$$

En este caso se aplica la notación $\overline{f(\theta)} = \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} d\theta \sin \theta \omega(\theta) f(\theta)$. El coeficiente a_1^ϕ es igual a cero debido a que éste es sensible a las asimetrías Este-Oeste locales las cuales son cero en el caso de un detector cuya exposición es uniforme en ascensión recta. Por otro lado, como se mencionó anteriormente, b_1^ϕ es proporcional a la componente

³Usando que $\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{u}} = \sin \delta_d (\cos \theta \sin \delta_0 + \sin \theta \cos \delta_0 \sin \phi) + \cos \delta_d \cos \alpha_d (-\sin \theta \cos \phi \sin \alpha^0 + \cos \theta \cos \delta_0 \cos \alpha^0 - \sin \theta \sin \delta_0 \sin \phi \cos \alpha^0) + \cos \delta_d \sin \alpha_d (\sin \theta \cos \phi \cos \alpha^0 + \cos \theta \cos \delta_0 \sin \alpha^0 - \sin \theta \sin \delta_0 \sin \phi \sin \alpha^0)$

Norte-Sur del dipolo,

$$d_z = \frac{b_1^\phi}{\cos \delta_0 \langle \sin \theta \rangle - b_1^\phi \sin \delta_0 \langle \cos \theta \rangle} \simeq \frac{b_1^\phi}{\cos \delta_0 \langle \sin \theta \rangle} \quad (5.20)$$

donde la última relación vale para anisotropías pequeñas, con $b_1^\phi \sin \delta_0 \langle \cos \theta \rangle \ll \cos \delta_0 \langle \sin \theta \rangle$.

Las ecuaciones (5.18) y (5.20) permiten estimar la amplitud de un dipolo en el flujo de rayos cósmicos cuyo máximo apunta en la dirección dada por:

$$\alpha_d = \varphi_1^\alpha \quad (5.21)$$

$$\delta_d = \arctan \frac{d_z}{d_\perp} \quad (5.22)$$

Patrones dipolar y cuadrupolar

En el caso de que tanto dipolo como cuadrupolo contribuyan al flujo, éste puede parametrizarse así:

$$\Phi(\hat{\mathbf{u}}) = \Phi_0 \left(1 + \mathbf{d} \cdot \hat{\mathbf{u}} + \frac{1}{2} \sum_{i,j} Q_{ij} u_i u_j \right) \quad (5.23)$$

en el cual Q_{ij} es el tensor cuadrupolar, simétrico y de traza nula. Análogo a la ecuación (5.19) se tiene,

$$\begin{aligned} a_1^\phi &= 0 \\ b_1^\phi &= \frac{4\pi^2}{N} \Phi_0 \cos \delta_0 \left(d_z \overline{\sin \theta} + \frac{3}{2} Q_{zz} \sin \delta_0 \overline{\sin \theta \cos \theta} \right) \\ a_2^\phi &= -\frac{3\pi^2}{2N} \Phi_0 \cos^2 \delta_0 \overline{Q_{zz} \sin^2 \theta} \\ b_2^\phi &= 0 \\ N &= 4\pi^2 \Phi_0 \left(\bar{1} + d_z \sin \delta_0 \overline{\cos \theta} + \frac{Q_{zz}}{8} (\cos^2 \delta_0 - 2 \sin^2 \delta_0) (\overline{\sin^2 \theta} - 2 \overline{\cos^2 \theta}) \right) \end{aligned} \quad (5.24)$$

De esta manera, a partir de los valores medidos de b_1^ϕ y a_2^ϕ y aproximando a primer orden $N \simeq 4\pi^2 \Phi_0 \bar{1}$, se pueden determinar d_z y Q_{zz} usando las siguientes expresiones:

$$d_z = \frac{1}{\langle \sin \theta \rangle \cos \delta_0} \left(b_1^\phi + 4a_2^\phi \tan \delta_0 \frac{\langle \sin \theta \cos \theta \rangle}{\langle \sin^2 \theta \rangle} \right) \quad (5.25)$$

$$Q_{zz} = -\frac{8}{3} \frac{a_2^\phi}{\cos^2 \delta_0 \langle \sin^2 \theta \rangle} \quad (5.26)$$

De manera similar a las ecuaciones (5.16) se obtiene en este caso

$$a_1^\alpha = \frac{2\pi\Phi_0}{N} \left(d_x \widetilde{\cos \delta} + Q_{xz} \widetilde{\cos \delta \sin \delta} \right) \quad (5.27)$$

$$b_1^\alpha = \frac{2\pi\Phi_0}{N} \left(d_y \widetilde{\cos \delta} + Q_{yz} \widetilde{\cos \delta \sin \delta} \right) \quad (5.28)$$

$$a_2^\alpha = \frac{\pi\Phi_0}{2N} (Q_{xx} - Q_{yy}) \widetilde{\cos^2 \delta} \quad (5.29)$$

$$b_2^\alpha = \frac{\pi\Phi_0}{N} Q_{xy} \widetilde{\cos^2 \delta} \quad (5.30)$$

$$N = 2\pi\Phi_0 \left(\widetilde{1} + d_z \widetilde{\sin \delta} - \frac{1}{4} Q_{zz} (\widetilde{1} - 3\widetilde{\sin^2 \delta}) \right) \quad (5.31)$$

Usando a_2^α , b_2^α y aproximando $N \simeq 2\pi\Phi_0 \widetilde{1}$ se llega a que;

$$Q_{xy} = \frac{2b_2^\alpha}{\langle \cos^2 \delta \rangle} \quad (5.32)$$

$$Q_{xx} - Q_{yy} = \frac{4a_2^\alpha}{\langle \cos^2 \delta \rangle} \quad (5.33)$$

Teniendo en cuenta la propiedad de traza nula del tensor Q , a partir de (5.26) y (5.33) se pueden determinar los tres términos de la diagonal de Q .

Las componentes d_x y Q_{xz} aparecen mezcladas en a_1^α (al igual que d_y y Q_{yz} en b_1^α), y no pueden ser separadas midiendo únicamente las amplitudes del primer armónico en ascensión recta integrando sobre todo δ , porque ambas componentes representan una modulación proporcional a $\cos \alpha$. La diferencia es que la modulación inducida por d_x es simétrica con respecto al plano ecuatorial (mismo signo en el hemisferio norte que en el sur), mientras que aquellas inducidas por Q_{xz} son anti-simétricas (signos opuestos en los hemisferios norte y sur). Por lo tanto, una manera simple de separar d_x y Q_{xz} es calculando $a_1^{\alpha N}$ y $a_1^{\alpha S}$, en otras palabras, el valor de a_1^α para los eventos del norte ($\delta > 0$) y del sur ($\delta < 0$), respectivamente. De igual manera puede separarse d_y y Q_{yz} midiendo $b_1^{\alpha N}$ y $b_1^{\alpha S}$. De las ecuaciones (5.27) y (5.28) se puede escribir

$$a_1^{\alpha S(N)} = d_x \langle \cos \delta \rangle_{S(N)} + Q_{xz} \langle \cos \delta \sin \delta \rangle_{S(N)} \quad (5.34)$$

$$b_1^{\alpha S(N)} = d_y \langle \cos \delta \rangle_{S(N)} + Q_{yz} \langle \cos \delta \sin \delta \rangle_{S(N)} \quad (5.35)$$

donde $\langle \cdot \rangle_S$ y $\langle \cdot \rangle_N$ significa los valores medios sobre los eventos provenientes del hemisferio Sur y Norte, respectivamente. Finalmente, se pueden estimar las componentes

dipolares y cuadrupolares así:

$$d_x = \frac{a_1^{\alpha S} \langle \cos \delta \sin \delta \rangle_N - a_1^{\alpha N} \langle \cos \delta \sin \delta \rangle_S}{\langle \cos \delta \rangle_S \langle \cos \delta \sin \delta \rangle_N - \langle \cos \delta \rangle_N \langle \cos \delta \sin \delta \rangle_S} \quad (5.36)$$

$$Q_{xz} = \frac{a_1^{\alpha S} \langle \cos \delta \rangle_N - a_1^{\alpha N} \langle \cos \delta \rangle_S}{\langle \cos \delta \rangle_N \langle \cos \delta \sin \delta \rangle_S - \langle \cos \delta \rangle_S \langle \cos \delta \sin \delta \rangle_N} \quad (5.37)$$

$$d_y = \frac{b_1^{\alpha S} \langle \cos \delta \sin \delta \rangle_N - b_1^{\alpha N} \langle \cos \delta \sin \delta \rangle_S}{\langle \cos \delta \rangle_S \langle \cos \delta \sin \delta \rangle_N - \langle \cos \delta \rangle_N \langle \cos \delta \sin \delta \rangle_S} \quad (5.38)$$

$$Q_{yz} = \frac{b_1^{\alpha S} \langle \cos \delta \rangle_N - b_1^{\alpha N} \langle \cos \delta \rangle_S}{\langle \cos \delta \rangle_N \langle \cos \delta \sin \delta \rangle_S - \langle \cos \delta \rangle_S \langle \cos \delta \sin \delta \rangle_N} \quad (5.39)$$

5.2.5. Método Este-Oeste

Una alternativa para reconstruir la amplitud y fase del dipolo en el plano ecuatorial es el método diferencial Este-Oeste [85]. Este método se basa en el análisis de la diferencia entre las tasas de eventos provenientes del Este y el Oeste. Dado que la exposición del detector es la misma tanto para eventos que vienen del Este como para aquellos que vienen del Oeste, al igual que las modulaciones espurias producto de los efectos atmosféricos son las mismas en ambos sectores, esta diferencia remueve los efectos sistemáticos y atmosféricos sin necesidad de aplicar ninguna corrección, pero pagando el precio de que su sensibilidad a las modulaciones es menor que en el análisis de Fourier usual. Este método resulta de utilidad cuando no es posible controlar los efectos sistemáticos al nivel requerido, en particular a bajas energías en las que la eficiencia de disparo del detector es pequeña.

Las tasas de eventos que llegan del Este y el Oeste a un dado tiempo sidéreo local α^0 pueden calcularse a partir del flujo total Φ de RCs expresado en coordenadas locales (θ, ϕ) como,

$$I_E^{obs}(\alpha^0) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \int_0^{\theta_{max}} d\theta \sin \theta \tilde{\omega}(\theta, \alpha^0) \Phi(\theta, \phi, \alpha^0) \quad (5.40)$$

$$I_O^{obs}(\alpha^0) = \int_{\pi/2}^{3\pi/2} d\phi \int_0^{\theta_{max}} d\theta \sin \theta \tilde{\omega}(\theta, \alpha^0) \Phi(\theta, \phi, \alpha^0) \quad (5.41)$$

en las que $\tilde{\omega}(\theta, \alpha^0)$ es la exposición del detector en la cuál se incluyen los efectos sistemáticos y atmosféricos a través de su dependencia con el tiempo sidéreo local. Para garantizar que los sectores Este y Oeste son equivalentes cualquier dependencia con el ángulo azimutal ϕ debe ser simétrica. Por simplicidad se supone en este trabajo que la exposición no depende de ϕ . También es razonable presuponer que la amplitud de las variaciones temporales de la exposición son pequeñas y que pueden desacoplarse

de la dependencia con el ángulo cenital:

$$\tilde{\omega}(\theta, \alpha^0) = \omega(\theta)(1 + \eta(\alpha^0)). \quad (5.42)$$

Para un flujo dipolar de la forma de la ecuación (5.15) y llevando a cabo las integrales en θ y ϕ se obtiene,

$$\begin{aligned} I_E^{obs}(\alpha^0) &= \Phi_0(1 + \eta(\alpha^0))[\pi\bar{1} + 2d_{x'}(\alpha^0)\overline{\sin\theta} + \pi d_{z'}(\alpha^0)\overline{\cos\theta}] \\ I_O^{obs}(\alpha^0) &= \Phi_0(1 + \eta(\alpha^0))[\pi\bar{1} - 2d_{x'}(\alpha^0)\overline{\sin\theta} + \pi d_{z'}(\alpha^0)\overline{\cos\theta}] \end{aligned} \quad (5.43)$$

acá $d_{x'}(\alpha^0)$ y $d_{z'}(\alpha^0)$ son las componentes x' y z' del dipolo en coordenadas locales (adoptando la coordenada x' hacia el Este y la coordenada z' hacia el cenit) y por consiguiente son dependientes del tiempo sidéreo,

$$\begin{aligned} d_{x'}(\alpha^0) &= -d \cdot \cos \delta_d \sin(\alpha^0 - \alpha_d) \\ d_{z'}(\alpha^0) &= d \cdot (\sin \delta_0 \sin \delta_d + \cos \delta_0 \cos \delta_d \cos(\alpha^0 - \alpha_d)) \end{aligned}$$

con d la amplitud del dipolo y (α_d, δ_d) sus coordenadas ecuatoriales.

De modo que la diferencia entre los flujos observados del Este y el Oeste, despreciando los términos de segundo orden (proporcionales a $\eta \cdot d$), es:

$$I_E^{obs}(\alpha^0) - I_O^{obs}(\alpha^0) \simeq -4\Phi_0 d \cdot \cos \delta_d \sin(\alpha^0 - \alpha_d) \overline{\sin\theta}. \quad (5.44)$$

Ahora se requiere relacionar esta diferencia con la variación del flujo verdadero $I(\alpha^0)$ con respecto a α^0 (el flujo verdadero es aquel que se observaría si no existieran las variaciones temporales de la exposición del detector, en otras palabras, si $\eta(\alpha^0) = 0$). Usando (5.43) se tiene que,

$$I(\alpha^0) \equiv I_E(\alpha^0) + I_O(\alpha^0) = 2\pi\Phi_0[\bar{1} + d \cdot (\sin \delta_0 \sin \delta_d + \cos \delta_0 \cos \delta_d \cos(\alpha^0 - \alpha_d))\overline{\cos\theta}] \quad (5.45)$$

Tomando la derivada con respecto a α^0 se llega a que,

$$\frac{dI(\alpha^0)}{d\alpha^0} = -2\pi\Phi_0 d \cos \delta_0 \cos \delta_d \sin(\alpha^0 - \alpha_d) \overline{\cos\theta}. \quad (5.46)$$

Finalmente, comparando (5.44) con (5.46) se obtiene que,

$$I_E^{obs}(\alpha^0) - I_O^{obs}(\alpha^0) \simeq \frac{2}{\pi \cos \delta_0} \frac{\langle \sin \theta \rangle}{\langle \cos \theta \rangle} \frac{dI(\alpha^0)}{d\alpha^0} \quad (5.47)$$

donde se usó nuevamente el hecho de que $\overline{f(\theta)}/\bar{1} \simeq \langle f(\theta) \rangle$, en la cual los paréntesis angulares denotan un promedio sobre los datos medidos de la cantidad $f(\theta)$.

En consecuencia, la diferencia entre las tasas de eventos del Este y el Oeste es proporcional a la derivada del flujo verdadero total con respecto al tiempo sidéreo. El factor de proporcionalidad depende únicamente de la ubicación del observatorio δ_0 y de cantidades que se pueden obtener a partir de los datos medidos.

La ecuación (5.47) es el punto de partida para estimar la modulación dipolar de $dI(\alpha^0)/d\alpha^0$ parametrizada a partir de su amplitud r y su fase φ :

$$\frac{dI(\alpha^0)}{d\alpha^0} = r \cos(\alpha^0 - \varphi) \quad (5.48)$$

Esta amplitud y fase pueden estimarse a partir de un análisis armónico similar al expuesto anteriormente modificado levemente de tal forma que efectivamente se sustraiga el sector Oeste del Este. Los coeficientes de Fourier en este caso se definen por:

$$a_{EO} = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \cos(\alpha_i^0 - \zeta_i) \quad (5.49)$$

$$b_{EO} = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \sin(\alpha_i^0 - \zeta_i) \quad (5.50)$$

en los que $\zeta_i = 0$ si el evento viene del Este y $\zeta_i = \pi$ si viene del Oeste. Con la amplitud $r_{EO} = \sqrt{a_{EO}^2 + b_{EO}^2}$ y la fase $\varphi_{EO} = \arctan(b_{EO}/a_{EO})$ de este análisis se pueden estimar la amplitud y la fase de $dI(\alpha^0)/d\alpha^0$ a través de

$$r = \frac{\pi \cos \delta_0}{2} \frac{\langle \cos \theta \rangle}{\langle \sin \theta \rangle} r_{EO} \quad \varphi = \varphi_{EO} \quad (5.51)$$

Finalmente, mediante integración de $dI(\alpha^0)/d\alpha^0$ se obtienen la amplitud y la fase de $I(\alpha^0)$ como

$$r_I = \frac{N}{2\pi} r \quad \varphi_I = \varphi + \frac{\pi}{2} \quad (5.52)$$

Similar al caso del análisis de Fourier estándar, la amplitud del primer armónico reconstruida con el método Este-Oeste no está directamente relacionada con la amplitud del dipolo. La tasa de eventos diferencial puede expresarse en términos de la componente ecuatorial del dipolo de la siguiente manera:

$$I_E^{obs}(\alpha^0) - I_O^{obs}(\alpha^0) \simeq -\frac{N}{2\pi} \frac{2\langle \sin \theta \rangle}{\pi} d_{\perp} \sin(\alpha^0 - \alpha_d). \quad (5.53)$$

En virtud de lo cual, la relación con la amplitud y la fase del primer armónico es:

$$d_{\perp} = \frac{r}{\cos \delta_0 \langle \cos \theta \rangle} = \frac{\pi}{2\langle \sin \theta \rangle} r_{EO} \quad \alpha_d = \varphi_{EO} + \frac{\pi}{2}. \quad (5.54)$$

La conexión con la amplitud del primer armónico del análisis de Fourier usual es entonces: $r_1^\alpha = \frac{\pi}{2} \frac{\langle \cos \delta \rangle}{\langle \sin \theta \rangle} r_{EO}$. La probabilidad de obtener una amplitud mayor o igual que r_{EO} a partir de una distribución isótropa es, igual que antes, la distribución acumulada de Rayleigh

$$P(\geq r_{EO}) = \exp\left(-\frac{Nr_{EO}^2}{4}\right) = \exp\left[-\left(\frac{2\langle \sin \theta \rangle}{\pi \langle \cos \delta \rangle}\right)^2 \frac{N(r_1^\alpha)^2}{4}\right]. \quad (5.55)$$

El primer factor dentro de la última exponencial depende del conjunto de datos que se analice y es generalmente menor que uno, por ejemplo en el caso de Auger para eventos con $\theta_{max} = 80^\circ$ esa cantidad es 0.28. Comparando con (5.14) se advierte que se necesitan aproximadamente 3.5 veces más eventos con el método Este-Oeste para alcanzar la misma sensibilidad a una dada amplitud r_1^α .

5.2.6. Método de los armónicos esféricos

Cualquier distribución angular sobre la esfera $\Phi(\hat{\mathbf{u}})$ puede descomponerse en términos de una expansión multipolar:

$$\Phi(\hat{\mathbf{u}}) = \sum_{\ell \geq 0} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m} Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{u}}) \quad (5.56)$$

donde $\hat{\mathbf{u}}$ es un vector unitario en algún sistema de coordenadas (coordenadas ecuatoriales para el presente trabajo). Los $a_{\ell m}$ se conocen como los coeficientes multipolares y los $Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{u}})$ son los armónicos esféricos. La forma usual para determinar los coeficientes multipolares hace uso de la relación de ortogonalidad de los armónicos esféricos $\int_{4\pi} d\Omega Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{u}}) Y_{\ell' m'}^*(\hat{\mathbf{u}}) = \delta_{\ell \ell'} \delta_{m m'}$ obteniéndose:

$$a_{\ell m} = \int_{4\pi} d\Omega \Phi(\hat{\mathbf{u}}) Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{u}}) \quad (5.57)$$

La integración se realiza sobre toda la esfera de direcciones $\hat{\mathbf{u}}$. De esta manera cualquier huella de anisotropía queda codificada en los coeficientes $a_{\ell m}$. La variaciones a escalas angulares de Θ radianes contribuyen a la amplitud del modo $\ell \simeq 1/\Theta$.

Sin embargo, en el caso de una cobertura parcial y no uniforme del cielo, no es posible estimar los coeficientes multipolares de esta forma. La razón de esto es que la parte del cielo que no es cubierta impide la aplicación de la relación de ortogonalidad de los armónicos esféricos. Puesto que la distribución de las direcciones de arribo en este caso es la combinación de la distribución angular $\Phi(\hat{\mathbf{u}})$ y la exposición direccional $\omega(\hat{\mathbf{u}})$, una integración como la de la ecuación (5.57) nos permite hallar los coeficientes

multipolares de la combinación $\Phi(\hat{\mathbf{u}})\omega(\hat{\mathbf{u}})$ [8]:

$$\begin{aligned} b_{\ell m} &= \int_{\Delta\Omega} d\Omega \Phi(\hat{\mathbf{u}})\omega(\hat{\mathbf{u}})Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{u}}) \\ &= \sum_{\ell' \geq 0} \sum_{m' = -\ell'}^{\ell'} a_{\ell' m'} \int_{\Delta\Omega} d\Omega \omega(\hat{\mathbf{u}})Y_{\ell' m'}(\hat{\mathbf{u}})Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{u}}), \end{aligned} \quad (5.58)$$

aquí la integración se realiza sobre el ángulo sólido $\Delta\Omega$ de la parte del cielo cubierta.

Esto significa que los coeficientes $a_{\ell m}$ del flujo Φ están asociados a los coeficientes $b_{\ell m}$ del flujo combinado con la exposición a través de la convolución;

$$b_{\ell m} = \sum_{\ell' \geq 0} \sum_{m' = -\ell'}^{\ell'} [K]_{\ell m}^{\ell' m'} a_{\ell' m'}, \quad (5.59)$$

en la cual $[K]_{\ell m}^{\ell' m'} \equiv \int_{\Delta\Omega} d\Omega \omega(\hat{\mathbf{u}})Y_{\ell' m'}(\hat{\mathbf{u}})Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{u}})$ contiene las interferencias entre los distintos modos, resultado de la cobertura parcial y no uniforme del cielo y está completamente determinada por la exposición direccional $\omega(\hat{\mathbf{u}})$.

La distribución de las direcciones de arribo observadas $dN(\hat{\mathbf{u}})/d\Omega$, provee una estimación directa de los coeficientes $b_{\ell m}$ a través de la expresión (se usa la barra superior para indicar un *estimador* de alguna cantidad):

$$\bar{b}_{\ell m} = \int_{\Delta\Omega} d\Omega \frac{dN(\hat{\mathbf{u}})}{d\Omega} Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{u}}) \quad (5.60)$$

donde la distribución $dN(\hat{\mathbf{u}})/d\Omega$ de algún conjunto de N direcciones $\{\hat{\mathbf{u}}_1, \dots, \hat{\mathbf{u}}_N\}$ puede modelarse como una suma de funciones de Dirac en la esfera. Entonces, si la expansión multipolar de $\Phi(\hat{\mathbf{u}})$ está acotada a ℓ_{max} , en otros términos, si $\Phi(\hat{\mathbf{u}})$ no tiene multipolos superiores a ℓ_{max} , los coeficientes $b_{\ell m}$ con $\ell \leq \ell_{max}$ están relacionados con los $a_{\ell m}$ por la matriz cuadrada K truncada en ℓ_{max} . Invertir esta matriz truncada permite estimar los coeficientes multipolares del flujo verdadero a partir de los coeficientes estimados para el flujo medido:

$$\bar{a}_{\ell m} = \sum_{\ell' = 0}^{\ell_{max}} \sum_{m' = -\ell'}^{\ell'} [K_{\ell_{max}}^{-1}]_{\ell m}^{\ell' m'} \bar{b}_{\ell' m'} \quad (5.61)$$

En el caso de anisotropías pequeñas ($|a_{\ell m}|/a_{00} \ll 1$), la resolución de cada $\bar{a}_{\ell m}$ es igual a [86]:

$$\sigma_{\ell m} = \sqrt{[K_{\ell_{max}}^{-1}]_{\ell m}^{\ell m} \bar{a}_{00}}. \quad (5.62)$$

La dependencia en ℓ_{max} de $K_{\ell_{max}}^{-1}$ induce una indeterminación intrínseca en cada coeficiente $\bar{a}_{\ell m}$ recuperado que aumenta con ℓ_{max} . Esto no es otra cosa que la traducción matemática de la imposibilidad de conocer la distribución angular de los rayos cósmicos en la región del cielo que no está cubierta por el detector.

En términos prácticos, los coeficientes $\bar{b}_{\ell m}$ se calculan a partir de las direcciones de arribo de los rayos cósmicos, transformando la integral (5.60) en:

$$\bar{b}_{\ell m} = \sum_{k=1}^N \frac{Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{u}}_k)}{\Delta N_{\text{cell}}(\alpha_k^0)} \quad (5.63)$$

donde el factor $\Delta N_{\text{cell}}^{-1}(\alpha_k^0)$ se introduce específicamente para el caso del observatorio Auger y tiene en cuenta las pequeñas variaciones de la exposición en función de la ascensión recta, análogo a lo que se hizo para el método de expansión en serie de Fourier (ver sección 5.2.3). Aquí también se supone que la dependencia con la energía de la distribución angular es lo suficientemente suave como para considerar constantes los coeficientes multipolares dentro de un intervalo de energía pequeño ΔE y así poder realizar el análisis en diferentes bins de energía de manera independiente.

A partir de los $\bar{b}_{\ell m}$, los $\bar{a}_{\ell m}$ se calculan con la ecuación (5.61). Para una exposición del tipo mostrado en la Figura 5.2, la resolución de cada coeficiente reconstruido, dada por (5.62), se degrada en un factor mayor a 2 cada vez que ℓ_{max} se incrementa en 1 [86]. Esto dificulta la estimación de los coeficientes con buena precisión tan pronto como $\ell_{\text{max}} \geq 3$. En consecuencia, en este trabajo se restringe el estudio al caso en que se supone una distribución dipolar pura $\ell_{\text{max}} = 1$.

Es importante recalcar que, dada las interferencias entre modos provenientes de la cobertura parcial y no uniforme del cielo, los coeficientes multipolares estimados bajo la suposición de una cota ℓ_{max} pueden tener sesgos si la distribución angular subyacente de los RCs no está limitada por ℓ_{max} . Este efecto, en el caso de exposiciones independientes de la ascensión recta⁴, será importante si la distribución angular tiene momentos significativos de orden $\ell_{\text{max}} + 1$.

Existe un método alternativo, basado también en una expansión multipolar de la distribución angular de los RCs, el cual bajo ciertas hipótesis permite reconstruir el espectro angular de potencias C_ℓ hasta un número arbitrario ℓ (sólo limitado por la resolución angular del experimento). El espectro angular de potencias se define como $C_\ell = \sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_{\ell m}|^2 / (2\ell + 1)$. No se describirá en detalle este método en esta tesis, puede consultarse en [73, 87], pero se usará a manera de chequeo cruzado de los resultados obtenidos con los otros métodos.

5.3. El conjunto de datos

Para los análisis en este capítulo se consideraron tres conjuntos de datos diferentes: el primero es el mismo que se usó en [2] y consiste en datos recolectados por el detector de superficie principal del observatorio Pierre Auger desde 1/1/2004 hasta 31/8/2016,

⁴En este caso la matriz $[K]_{\ell m}^{\ell' m'} \propto \delta_m^{m'}$.

excluyendo los periodos de inestabilidad en el proceso de adquisición de datos. Recuérdese que la reconstrucción de los eventos verticales, es decir, aquellos con $\theta \leq 60^\circ$ es diferente a la de los inclinados, $60^\circ < \theta < 80^\circ$ (ver sección 3.2). Por esta razón, para asegurar que la reconstrucción se realice en el rango de energías para las cuales el detector es 100 % eficiente hasta ángulos cenitales de 80° , se establece el umbral de energía en 4 EeV. El segundo conjunto de datos se extiende a energías menores, el umbral es 0.25 EeV y considera ángulos cenitales por debajo de 60° cuando la energía es menor a 4 EeV. Los eventos fueron detectados entre 1/1/2004 y 31/05/2017. Finalmente, el tercer conjunto consta de eventos registrados por el arreglo SD 750 desde 1/1/2012 hasta 31/05/2017 con energías superiores a ~ 0.03 EeV y $\theta \leq 55^\circ$. Estos dos últimos conjuntos se emplearán únicamente en la secciones 5.4.7 y 5.4.8.

El hecho de que la amplitud de las anisotropías es pequeña de acuerdo a las cotas impuestas por estudios previos [9, 81] y que el espectro de energías de los rayos cósmicos es empinado, implica que incluso pequeñas variaciones en la estimación de la energía en función del tiempo o de las coordenadas angulares, puedan inducir efectos sistemáticos significativos en la tasa de eventos arriba de una dada energía. La variación de las condiciones atmosféricas que se discutió en el capítulo anterior es una de las fuentes de tales distorsiones. El sesgo introducido por este efecto en la distribución en frecuencia solar puede ser de hasta $\pm 1.7\%$, aunque en el caso de la frecuencia sidérea el impacto es menor porque se promedia durante todos los años de observación. Estos efectos son corregidos en la estimación de la energía siguiendo el procedimiento descrito en el capítulo anterior. Otra fuente de errores sistemáticos que afecta la señal de las lluvias atmosféricas es la desviación de las partículas en el campo magnético terrestre, o también conocido como campo geomagnético. Éste rompe la simetría circular de las lluvias alrededor de su eje y da como resultado modulaciones espurias en la coordenada azimutal del orden de 0.7% . La corrección de estos efectos se hace siguiendo el procedimiento descrito en [88] y consiste básicamente en relacionar la señal a 1000 m del núcleo de la lluvia $S(1000)$ con la señal que se obtendría en ausencia del campo geomagnético $S_{\text{geo}}(1000)$:

$$S_{\text{geo}}(1000) = [1 - g_1 \cos^{-g_2}(\theta) \sin^2(\widehat{\mathbf{u}, \mathbf{b}})] S(1000) \quad (5.64)$$

en el que $g_1 = (4.2 \pm 1) \times 10^{-3}$ y $g_2 = 2.8 \pm 0.3$. \mathbf{u} y \mathbf{b} representan vectores unitarios en la dirección de la lluvia y del campo geomagnético, respectivamente.

Para las lluvias inclinadas los efectos atmosféricos son despreciables dado que su componente electromagnética está muy atenuada por el hecho de que la cantidad de atmósfera atravesada aumenta con el ángulo cenital. Por otro lado, los efectos del campo geomagnético ya están tenidos en cuenta desde la fase de reconstrucción de estos eventos [45].

Para los datos del SD 750 se corrige la energía por los efectos atmosféricos y no por los del campo geomagnético debido a que no existe todavía un estudio específico de estos efectos para las lluvias registradas por este arreglo. Ésto no representa un problema para los análisis presentados acá ya que los datos en cuestión se usarán únicamente para el estudio del primer armónico en ascensión recta y no se espera que la distribución de RCs en esta coordenada se vea afectada por la presencia del campo geomagnético.

Los eventos se dividen en intervalos de energía elegidos con el mismo criterio que en los análisis de este tipo publicados anteriormente por la colaboración Auger, con esta elección los límites de cada bin se diferencian en un factor dos cuando $E < 8$ EeV y arriba de este umbral se toma una única división con todas las energías.

5.3.1. Criterio de selección de disparo

Los estudios previos de anisotropías a grandes escalas angulares [8, 9, 70, 72], algunos de los cuales se extendían hasta energías bajas, consideraban únicamente aquellos eventos que cumplen el criterio de selección de disparo más estricto en el cual la estación con mayor señal está rodeada por seis estaciones activas en el momento de la detección, conocidos como eventos 6T5 (ver sección 3.1.1). Este criterio es obligatorio para análisis a energías bajas en las cuales los efectos de la eficiencia de disparo son importantes, pero es demasiado restrictivo a energías por arriba de eficiencia completa. El siguiente nivel en la jerarquía de disparo es el 5T5 en el cual el detector con mayor señal tiene activos cinco de sus seis vecinos, con la restricción adicional de que la posición del punto de contacto del núcleo de la lluvia con el suelo esté contenido en un triángulo equilátero formado por estaciones vecinas activas o en un triángulo isósceles también formado por estaciones activas. Ésto se ilustra en la Figura 5.5 en la cual se esquematiza el hexágono formado por el detector de mayor señal (círculo rojo central) con sus seis estaciones vecinas (el círculo vacío representa una estación inactiva). Si la posición del núcleo está en la región sombreada azul de la izquierda cumple con la condición de encontrarse dentro de un triángulo equilátero de estaciones vecinas activas y si se encuentra en la región sombreada de la derecha satisface el requerimiento de triángulo isósceles.

Para evaluar la confiabilidad de las lluvias seleccionadas a través de este criterio menos estricto, se analizó un subconjunto de eventos 6T5 registrados durante dos años (ver Apéndice C). Después de remover una de las seis estaciones vecinas se reconstruye la dirección de llegada y la energía de este evento 5T5 *artificial*. De esta manera, por cada evento 6T5 original se pueden reconstruir seis eventos 5T5 artificiales, uno por cada estación vecina que se desactiva. En total se analizaron 65000 de estos eventos para $4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ y 27000 para $E \geq 8 \text{ EeV}$. La dirección reconstruida difiere

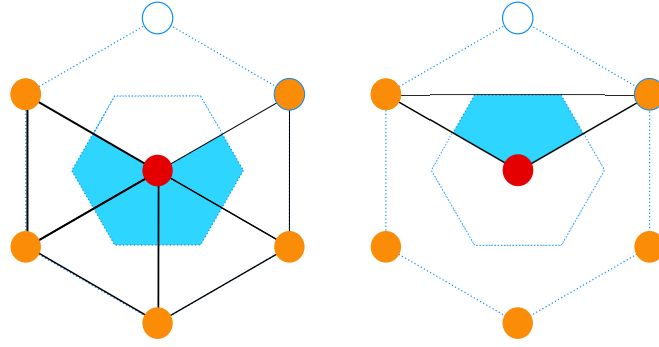


Figura 5.5: Esquema de un hexágono formado por detectores de la red triangular del observatorio Pierre Auger. El círculo rojo central representa el detector con mayor señal, rodeado por seis detectores de los cuales uno no está operando (círculo vacío). El área sombreada azul en ambos hexágonos indica la región en la cual debe estar posicionado el punto de impacto de la lluvia para que el evento sea incluido. Ésta es la condición de disparo 5T5.

Tabla 5.1: Exposición integrada para los distintos periodos de datos utilizados en los análisis de este capítulo.

Detector	Período	Criterio de disparo	θ_{\max} [°]	Exposición integrada [km ² sr yr]
SD 1500	1/1/2004 - 31/08/2016	6T5+5T5	80	76800
	1/1/2004 - 31/05/2017	6T5+5T5	80	82700
		6T5	60	54010
SD 750	1/1/2012 - 31/05/2017	6T5	55	190

de la original en promedio 0.4° para el bin de menor energía y 0.3° para el de arriba de 8 EeV. El 90 % de los eventos tienen una diferencia angular menor a 1.2° y 0.7° para el intervalo de menor y mayor energía, respectivamente. Por otro lado, la reconstrucción de la energía difiere en promedio menos del 0.3 %, con una dispersión de 8 % entre 4 EeV y 8 EeV y de 5 % arriba de 8 EeV. La Figura 5.6 muestra las distribuciones de estas diferencias. Estos valores son mucho menores que las incertezas estadísticas en la determinación de la energía, las cuales son de 16 % arriba de 4 EeV y 12 % arriba de 8 EeV, y el error sistemático en la escala de energía que es de 14 %.

Relajando la condición de disparo se aumenta el número de eventos en 18.7 % en buen acuerdo con el correspondiente aumento en la exposición que es de 18.5 %.

De esta manera, se concluye que la inclusión de los eventos 5T5 para estudios de anisotropías a energías arriba de 4 EeV es confiable y no introducirá errores sistemáticos significativos en los resultados. Por otro lado, para los análisis a energías menores se empleará la condición de disparo más restrictiva (6T5).

La exposición integrada del detector de superficie en cada uno de los periodos de los conjuntos de datos utilizados en este capítulo, de acuerdo a la condición de disparo adoptada, se resumen en la Tabla 5.1.

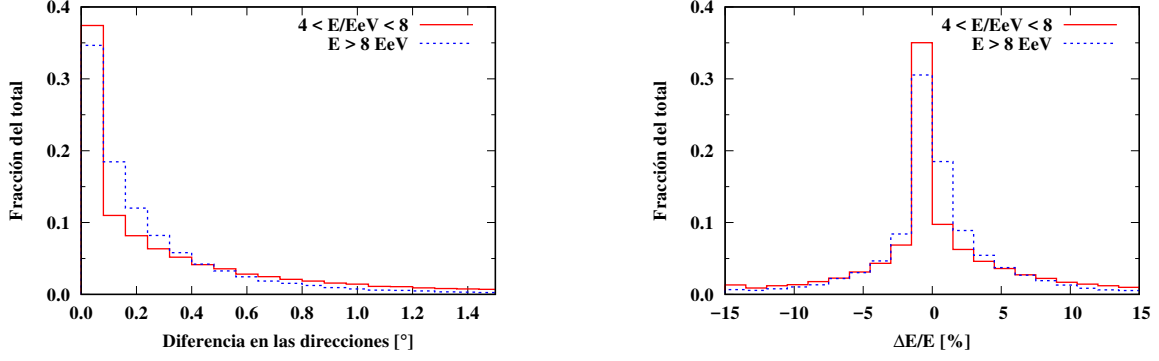


Figura 5.6: Diferencias en la reconstrucción de la dirección (izquierda) y la energía (derecha) de los eventos 5T5 artificiales con respecto al original 6T5.

5.4. Resultados

5.4.1. Análisis en frecuencia solar, anti-sidérea y otras frecuencias

Con el fin de examinar si existen modulaciones espurias remanentes después de hacer la corrección de los efectos sistemáticos conocidos y descritos anteriormente; el análisis armónico en frecuencia sidérea (ascensión recta) puede ser generalizado a frecuencias arbitrarias, basta con calcular los coeficientes de Fourier en la distribución temporal modificada:

$$\tilde{\alpha}_i = \frac{2\pi}{T_x} t_i + \alpha_i - \alpha_i^0(t_i) \quad (5.65)$$

en la que T_x es el periodo arbitrario para el cual se desea realizar el análisis, t_i es el instante de tiempo en el que se detectó el evento y $\alpha^0(t_i)$ es la ascensión recta del cenit del Observatorio en el momento del evento. Los coeficientes de Fourier del primer armónico en este caso son:

$$\begin{aligned} a_1^x &= \frac{2}{\mathcal{N}} \sum_{i=1}^N w_x[\alpha_x^0(t_i)] \cos(\tilde{\alpha}_i), \\ b_1^x &= \frac{2}{\mathcal{N}} \sum_{i=1}^N w_x[\alpha_x^0(t_i)] \sin(\tilde{\alpha}_i). \end{aligned}$$

Los pesos están dados por;

$$w_x[\alpha_x^0(t_i)] = \left(\frac{N_{\text{cell}}(\alpha_x^0(t_i))}{\langle N_{\text{cell}} \rangle} \right)^{-1}$$

en los que $\alpha_x^0(t_i) \equiv 2\pi t_i/T_x \pmod{2\pi}$ y $\langle N_{\text{cell}} \rangle = 1/(2\pi) \int_0^{2\pi} d\alpha_x^0 N_{\text{cell}}(\alpha_x^0)$. Nótese que cuando $T_x = T_{\text{sid}}$ los coeficientes corresponden a los del análisis en ascensión recta de la sección 5.2.3.

La Figura 5.7 muestra los resultados de la amplitud del primer armónico estimada para diferentes frecuencias en el rango ± 1.25 ciclos/año alrededor de la frecuencia solar (365.25 ciclos/año). De especial interés son las frecuencias marcadas con las líneas verticales las cuales corresponden de derecha a izquierda: a la frecuencia sidérea, solar y anti-sidérea. La frecuencia sidérea, como ya se mencionó antes, es la frecuencia en la cual las anisotropías reales en la distribución en ascensión recta de los RCs deberían aparecer. La frecuencia solar es importante para chequear la existencia de efectos sistemáticos asociados a particularidades propias del experimento y/o de las condiciones atmosféricas. La frecuencia anti-sidérea es una frecuencia arbitraria que se encuentra a la misma distancia (1 ciclo/año) de la solar que la frecuencia sidérea pero en el lado opuesto. La frecuencia anti-sidérea adquirió cierta relevancia por los trabajos de Farley y Storey [89] en los que se mostraba, para un modelo específico, que la mezcla de modulaciones con diferentes frecuencias genera «bandas laterales» ubicadas simétricamente alrededor de la frecuencia natural de la señal. Por ejemplo, una variación del flujo de RCs que combina modulaciones anuales y diarias de la forma

$$I(t) = A[1 + B \cos(2\pi(t + \varphi_1))] \cos(2\pi(f_{\text{sol}} t + \varphi_2)), \quad (5.66)$$

con t en años y $f_{\text{sol}} = 365.25$ ciclos/año, puede reescribirse como:

$$\begin{aligned} I(t) = & A[\cos(2\pi(f_{\text{sol}} t + \varphi_2)) + \frac{B}{2} \cos[2\pi((f_{\text{sol}} - 1)t + \varphi_2 - \varphi_1)] \\ & + \frac{B}{2} \cos[2\pi((f_{\text{sol}} + 1)t + \varphi_2 + \varphi_1)]] \end{aligned} \quad (5.67)$$

Dicho de otro modo, esta mezcla de frecuencias induce bandas laterales ubicadas a ± 1 ciclo/año. La frecuencia $f_{\text{sol}} + 1$ es la sidérea y $f_{\text{sol}} - 1$ es la anti-sidérea. Por esta razón, es útil chequear las amplitudes en anti-sidéreo porque dan una idea de efectos sistemáticos remanentes que podrían estar afectando también a la señal en tiempo sidéreo.

La línea roja discontinua en la Figura 5.7 se obtiene sin corregir la energía por los efectos atmosféricos y sin tener en cuenta las variaciones de la exposición, en otras palabras, poniendo los pesos $w_x = 1$. La línea azul continua se obtiene después de hacer estas dos correcciones. La región sombreada abarca hasta la amplitud con el 1% de probabilidad de obtener algo mayor o igual como resultado de una distribución isótropa. En el caso de energías $4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ ninguna de las amplitudes es significativa incluso sin hacer ninguna de las correcciones. Sin embargo, es claro que la amplitud en frecuencia solar se reduce al corregir la energía y tener en cuenta las variaciones en la exposición. Para energías arriba de 8 EeV sucede lo mismo excepto para el caso de la frecuencia sidérea donde hay una amplitud significativa que será objeto de estudio en la sección siguiente. La Tabla 5.2 resume los resultados en frecuencia solar y anti-sidérea

Tabla 5.2: Amplitud del primer armónico en frecuencia solar y anti-sidérea y sus respectivas probabilidades.

E [EeV]		r_1^{solar}	$P(\geq r_1^{\text{solar}})$	r_1^{antisid}	$P(\geq r_1^{\text{antisid}})$
4-8	Sin Correcciones	0.011	0.08	0.010	0.16
	Corregido por clima y exposición	0.002	0.90	0.007	0.38
≥ 8	Sin Correcciones	0.019	0.06	0.009	0.50
	Corregido por clima y exposición	0.006	0.74	0.006	0.71

para los dos rangos de energía analizados.

El hecho de que no se observan modulaciones significativas en frecuencia solar y anti-sidérea indica que los posibles efectos sistemáticos han sido tenidos en cuenta correctamente. Se procederá entonces con el análisis de los resultados en la frecuencia sidérea que es en la cual se encuentran las modulaciones intrínsecas del flujo de rayos cósmicos.

5.4.2. Primer y segundo armónico en ascensión recta

Usando el método descrito en el apartado 5.2.3, se presentan en esta sección los resultados de los coeficientes de Fourier para el primer y segundo armónico en ascensión recta. La Tabla 5.3 resume los valores de a_k^α , b_k^α , la amplitud r_k^α , la fase φ_k^α y también la probabilidad de obtener por azar una amplitud mayor o igual a la medida como producto de una distribución isotropa. Las incertezas estadísticas de las amplitudes de Fourier son $\sqrt{2/\mathcal{N}}$. Para el intervalo de menor energía ($4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$) los resultados son consistentes con isotropía y establecen una cota superior en la amplitud del primer armónico de 1.2 % al 95 % de nivel de confianza. Para los eventos con $E \geq 8 \text{ EeV}$, la amplitud del primer armónico es $4.7_{-0.7}^{+0.8} \%$ la cual tiene una probabilidad de aparecer por azar de 2.8×10^{-8} , equivalente a una significación gaussiana de 5.6σ (ver ec. (D.2)). La evolución de la significación de esta señal con el tiempo muestra que la amplitud se vuelve más significativa conforme la exposición total aumenta, tal y como puede apreciarse en la Figura 5.8. Permitiendo un factor dos de penalización estadística para tener en cuenta el hecho de que fueron explorados dos rangos de energía, la significación se reduce a 5.4σ . Una penalización adicional que tiene en cuenta los cuatro intervalos de energía explorados en [70] tiene también un impacto en la significación, reduciéndola a 5.2σ .

El máximo de la modulación apunta en la dirección con ascensión recta $100^\circ \pm 10^\circ$. En el caso del bin de menor energía el máximo está a $80^\circ \pm 60^\circ$, compatible con el de mayor energía, aunque su incerteza es grande y la amplitud no es estadísticamente significativa. La Tabla C.4 muestra que los resultados obtenidos bajo las condiciones de

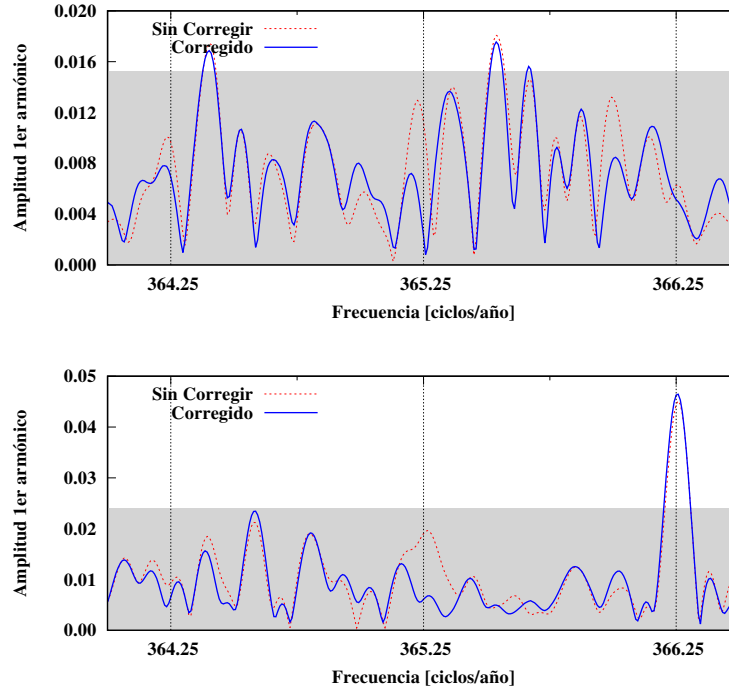


Figura 5.7: Amplitud del primer armónico generalizado a frecuencias arbitrarias. *Panel superior:* bin de energía entre 4 y 8 EeV y *panel inferior:* energías arriba de 8 EeV. Se muestran los resultados sin corregir la energía y sin los pesos que corrigen las variaciones de la exposición con el tiempo. Las líneas punteadas verticales de izquierda a derecha corresponden a las frecuencias anti-sidérea, solar y sidérea. La región sombreada indica el 99 % de nivel de confianza para amplitudes provenientes de una distribución isotrópica.

disparo estrictas (6T5) son totalmente consistentes con los resultados obtenidos para los eventos 5T5.

Las amplitudes del segundo armónico no son significativas en ninguno de los dos intervalos de energía. La Figura 5.9 muestra la distribución de la tasa de eventos normalizada para energías arriba de 8 EeV como función de la ascensión recta. La curva continua corresponde al resultado del primer armónico, mientras que la curva discontinua es el resultado de la suma de ambos armónicos.

Tabla 5.3: Análisis de Fourier en ascensión recta

E [EeV]	N	k	a_k^α	b_k^α	r_k^α	φ_k^α [°]	$P(\geq r_k^\alpha)$
4-8	81701	1	0.001 ± 0.005	0.005 ± 0.005	0.005	80 ± 60	0.60
		2	-0.001 ± 0.005	0.001 ± 0.005	0.002	65 ± 167	0.94
≥ 8	32187	1	-0.008 ± 0.008	0.046 ± 0.008	0.047	100 ± 10	2.6×10^{-8}
		2	0.013 ± 0.008	0.012 ± 0.008	0.018	21 ± 24	0.065

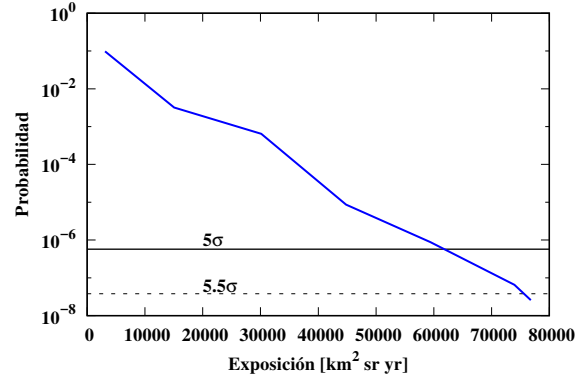


Figura 5.8: Evolución de la probabilidad de que una amplitud r_1^α mayor o igual surja como resultado de una distribución isotrópica (ec. (5.14)), en función de la exposición integrada del detector de superficie del observatorio Pierre Auger para $E \geq 8$ EeV. También se muestran los valores correspondientes al criterio de 5σ y 5.5σ .

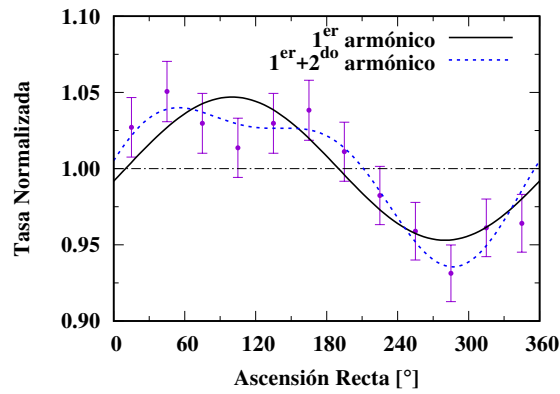


Figura 5.9: Tasa de eventos normalizada en función de la ascensión recta (integrada en declinación) para el bin con $E \geq 8$ EeV. La línea negra continua muestra la modulación del primer armónico y la línea azul discontinua representa la suma del primer y el segundo armónico tomados ambos de la Tabla 5.3.

Tabla 5.4: Análisis de Fourier en azimuth

E [EeV]	N	k	a_k^ϕ	b_k^ϕ	$P(\geq a_k^\phi)$	$P(\geq b_k^\phi)$
4-8	81701	1	-0.010 ± 0.005	-0.013 ± 0.005	0.045	0.009
		2	0.002 ± 0.005	-0.002 ± 0.005	0.69	0.69
≥ 8	32187	1	-0.007 ± 0.008	-0.014 ± 0.008	0.38	0.08
		2	-0.002 ± 0.008	0.006 ± 0.008	0.80	0.45

Tabla 5.5: Componentes dipolares y sus direcciones en coordenadas ecuatoriales.

Energía [EeV]	d_z	d_\perp	d	δ_d [°]	α_d [°]
4-8	-0.024 ± 0.009	$0.006^{+0.007}_{-0.003}$	$0.025^{+0.010}_{-0.007}$	-75^{+17}_{-8}	80 ± 60
≥ 8	-0.026 ± 0.015	$0.060^{+0.011}_{-0.010}$	$0.065^{+0.013}_{-0.009}$	-24^{+12}_{-13}	100 ± 10

5.4.3. Primer y segundo armónico en azimuth

Los resultados del análisis armónico en el ángulo azimuthal se reportan en la Tabla 5.4. Ninguno de los dos bins de energía se desvía significativamente del caso isótropo, siendo b_1^ϕ para el bin de 4 EeV a 8 EeV el que más se aleja con una probabilidad de 0.9 %. El coeficiente a_2^ϕ , que porta información sobre el cuadrupolo, es compatible con cero en ambos rangos de energía. Los coeficientes a_1^ϕ y b_2^ϕ son también compatibles con cero como se espera de acuerdo a (5.24).

5.4.4. Reconstrucción del dipolo tridimensional

Para reconstruir el dipolo en tres dimensiones se combina los análisis armónicos en ascensión recta y azimuth de acuerdo a las ecuaciones (5.18), (5.20), (5.21) y (5.22). Para el presente conjunto de datos se encuentra que $\langle \cos \delta \rangle = 0.78$ y $\langle \sin \theta \rangle = 0.65$. Los parámetros que describen la magnitud y dirección del dipolo se resumen en la Tabla 5.5. Las incertezas en la amplitud del dipolo en el plano ecuatorial d_\perp , el dipolo total d y la declinación δ_d corresponden al 68 % de nivel de confianza de las funciones de distribución de probabilidad marginada (ver apéndice D). Para $4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ la amplitud del dipolo es de $2.5^{+1.0}_{-0.7} \%$, apuntando cerca al polo sur celeste $(\alpha_d, \delta_d) = (80^\circ, -75^\circ)$, sin embargo la amplitud no es estadísticamente significativa. Para energías arriba de 8 EeV, el dipolo total tiene una amplitud de $6.5^{+1.3}_{-0.9} \%$, apuntando en la dirección $(\alpha_d, \delta_d) = (100^\circ, -24^\circ)$. En coordenadas galácticas la dirección es $(\ell, b) = (233^\circ, -13^\circ)$.

La distribución de eventos en coordenadas ecuatoriales, suavizado con funciones top-

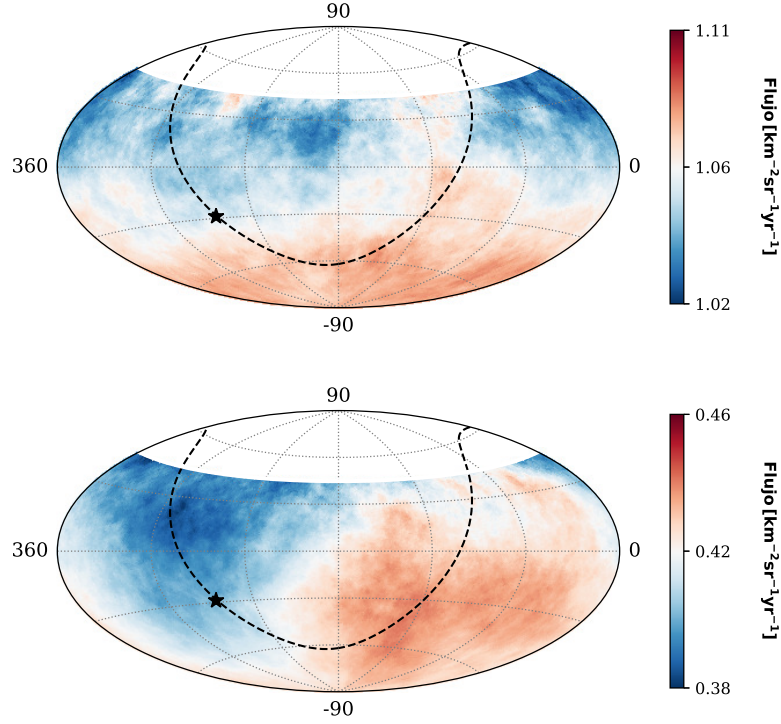


Figura 5.10: Mapa del flujo de partículas con $4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ (arriba) y $E \geq 8 \text{ EeV}$ (abajo) en coordenadas ecuatoriales, usando la proyección Aitoff. El flujo es suavizado en ventanas de 45° . La estrella marca la ubicación del centro de la Galaxia y la línea discontinua corresponde al plano galáctico.

hat⁵ de radio 45° , se muestra en la Figura 5.10. La ventana de 45° permite observar las características dipolares y cuadrupolares y suprime las fluctuaciones a escalas angulares más pequeñas las cuales dada la estadística actual son en su mayoría ruido. Se puede apreciar claramente el patrón dipolar del flujo para el intervalo de energías superiores a 8 EeV. En el caso del bin de menor energía se observa un exceso generalizado hacia el polo sur celeste, tal como lo sugieren los resultados para la componente d_z en la Tabla 5.5. Nótese la diferencia en la escala de colores en los dos gráficos. Mientras que para el rango de mayor energía el flujo máximo es 21 % mayor que el mínimo, para el de menor energía esta relación es sólo de 9 % (estas cantidades dependen del tamaño de la ventana de suavizado, pero lo que se quiere resaltar aquí es la diferencia entre los valores en los dos bins de energía).

5.4.5. Reconstrucción de dipolo más cuadrupolo

Empleando los resultados derivados en la sección 5.2.4 se reconstruyen tanto dipolo como cuadrupolo. En la Tabla 5.6, se reportan los primeros armónicos en ascensión

⁵Una función top-hat en dos dimensiones se define como $f_{TH}(u, v) = \begin{cases} 1 & \text{si } \sqrt{u^2 + v^2} \leq w_0 \\ 0 & \text{otro caso} \end{cases}$ donde w_0 es el radio de corte.

Tabla 5.6: Primer armónico en ascensión recta para los eventos que llegan de los hemisferios Norte y Sur.

E [EeV]	Hem.	N	a_1^α	b_1^α	r_1^α	φ_1^α [°]	$P(\geq r_1^\alpha)$
4-8	N	16518	-0.009 ± 0.011	0.003 ± 0.011	0.010	161 ± 63	0.67
	S	65183	0.003 ± 0.005	0.005 ± 0.005	0.006	59 ± 50	0.52
≥ 8	N	6364	0.002 ± 0.018	0.041 ± 0.018	0.041	87 ± 25	0.068
	S	25823	-0.011 ± 0.009	0.047 ± 0.009	0.048	103 ± 10	2.9×10^{-7}

Tabla 5.7: Componentes dipolares y cuadrupolares.

E [EeV]	d_i	Q_{ij}
4-8	$d_x = -0.005 \pm 0.008$	$Q_{zz} = -0.015 \pm 0.041$
	$d_y = 0.005 \pm 0.008$	$Q_{xx} = 0.004 \pm 0.025$
	$d_z = -0.03 \pm 0.02$	$Q_{xy} = 0.004 \pm 0.015$
		$Q_{xz} = -0.02 \pm 0.02$
		$Q_{yz} = -0.01 \pm 0.02$
≥ 8	$d_x = -0.003 \pm 0.013$	$Q_{zz} = 0.02 \pm 0.07$
	$d_y = 0.05 \pm 0.01$	$Q_{xx} = 0.03 \pm 0.04$
	$d_z = -0.02 \pm 0.04$	$Q_{xy} = 0.04 \pm 0.02$
		$Q_{xz} = 0.02 \pm 0.03$
		$Q_{yz} = -0.02 \pm 0.03$

recta para los eventos que provienen de los hemisferios Norte y Sur en los dos bins de energía considerados.

Entre 4 y 8 EeV las amplitudes en ambos hemisferios son compatibles con cero dentro de las incertidumbres. Esto significa que el hecho de que la amplitud r_1^α para el conjunto de datos completo sea compatible con cero, no se debe a una cancelación de dos modulaciones significativas y opuestas en los hemisferios Norte y Sur. En el caso de $E \geq 8$ EeV las modulaciones son más significativas y tienen fases compatibles en los dos hemisferios, indicando que la contribución dipolar domina sobre la cuadrupolar.

La Tabla 5.7 reporta las componentes dipolares y cuadrupolares. En ambos intervalos de energía el dipolo es consistente con lo reportado en la Tabla 5.5 bajo la hipótesis de un dipolo puro. Nótese que en la Tabla 5.5 d_\perp es compatible con cero en el rango de 4 a 8 EeV y así también lo son d_x y d_y en la Tabla 5.7. Para $E \geq 8$ EeV, α_d es muy cercano a 90° en la Tabla 5.5 y aquí también se obtiene $d_x \simeq 0$ y $d_y \simeq d_\perp$. Ninguna de las componentes cuadrupolares son significativas.

Tabla 5.8: Dipolo reconstruido usando el método de la expansión multipolar en coordenadas ecuatoriales.

Energía [EeV]	d_z	d_\perp	d	$\delta_d [^\circ]$	$\alpha_d [^\circ]$
4-8	-0.016 ± 0.008	$0.007^{+0.007}_{-0.003}$	$0.017^{+0.009}_{-0.005}$	-68^{+23}_{-13}	82 ± 53
≥ 8	-0.039 ± 0.013	$0.058^{+0.011}_{-0.009}$	$0.070^{+0.012}_{-0.009}$	-34^{+10}_{-10}	99 ± 10

5.4.6. Expansión multipolar

Usando el formalismo de la sección 5.2.6 se pueden reconstruir las componentes dipolares del flujo de RCs a partir de los coeficientes multipolares estimados bajo la suposición $\ell_{max} = 1$,

$$d_x = \sqrt{3} \frac{\bar{a}_{11}}{\bar{a}_{00}}, \quad d_y = \sqrt{3} \frac{\bar{a}_{1-1}}{\bar{a}_{00}}, \quad d_z = \sqrt{3} \frac{\bar{a}_{10}}{\bar{a}_{00}} \quad (5.68)$$

donde d_x y d_y son las componentes del dipolo en el plano ecuatorial tal que el eje x corresponde a $\alpha = 0^\circ$. Los resultados se resumen en la Tabla 5.8, se puede observar que son consistentes con los obtenidos usando el método del primer armónico en ascensión recta y azimut (Tabla 5.5).

La Figura 5.11 muestra el espectro angular de potencias obtenido a partir del método propuesto en [87] y que fue publicado por la colaboración Auger en [73]. Es claro que el único multipolo cuyo valor se encuentra significativamente arriba de los límites de una distribución isotropa es el correspondiente a $\ell = 1$ (dipolo) para energías superiores a 8 EeV. La magnitud en este caso es $C_1 = 0.0050 \pm 0.0025$, donde la incerteza ha sido obtenida a partir de la dispersión de simulaciones de una distribución puramente dipolar. El dipolo estimado a partir de este C_1 tiene magnitud $d = \sqrt{9C_1/4\pi} = 0.060$. Entre 4 y 8 EeV el resultado es compatible con isotropía al 99 % de nivel de confianza, a todas las escalas angulares. Este método alternativo confirma lo presentado anteriormente usando el análisis de Fourier y la expansión multipolar.

Los límites al 99 % de nivel de confianza para una distribución isotropa, representados por la región sombreada en la Figura 5.11, fueron calculados mediante la simulación de muestras isotropas con el mismo número de eventos que el conjunto de datos analizado y con la misma exposición direccional. Los valores negativos son un artefacto residual de la cobertura incompleta del cielo.

5.4.7. Dependencia del dipolo con la energía

Dada la modulación significativa del primer armónico en ascensión recta que se obtiene para $E \geq 8$ EeV, se hace interesante analizar este rango de energía subdividiéndolo en intervalos adicionales. La Tabla 5.9 muestra los resultados del primer

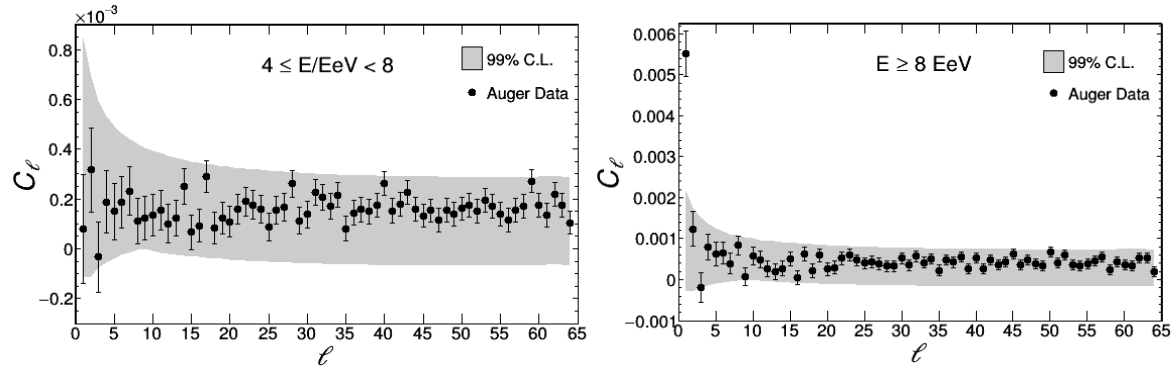


Figura 5.11: Espectro angular de potencias estimado a partir de los eventos con energía entre 4 y 8 EeV (izquierda) y arriba de 8 EeV (derecha). La región sombreada representa los límites al 99% de nivel de confianza para una distribución isotrópica con el mismo número de eventos [73].

Tabla 5.9: Análisis de Fourier en ascensión recta en las tres rangos arriba de 8 EeV

E [EeV]	N	a_1^α	b_1^α	r_1^α	φ_1^α [°]	$P(\geq r_1^\alpha)$
8-16	24667	-0.011 ± 0.009	0.042 ± 0.009	0.044	105	6.7×10^{-6}
16-32	6841	0.016 ± 0.017	0.056 ± 0.017	0.058	74	3.2×10^{-3}
≥ 32	1616	-0.06 ± 0.04	0.07 ± 0.04	0.09	132	2.7×10^{-2}

armónico en ascensión recta para tres divisiones que siguen el mismo criterio de límites diferenciados por un factor dos, a saber, considerando: [8,16] EeV, [16,32] EeV y $E \geq 32$ EeV. La Tabla 5.10 resume los resultados del primer armónico en azimuth para los mismos tres rangos de energía.

A partir de estos resultados del primer armónico en ascensión recta y azimuth se reconstruyen las componentes del dipolo cuyos resultados se muestran en la Tabla 5.11. Las primeras dos filas son los resultados en los dos rangos estudiados previamente [4,8] EeV y $E \geq 8$ EeV. Las filas siguientes son los resultados en las tres subdivisiones arriba de 8 EeV.

De los resultados de la Tabla 5.11 se puede ver que existe una tendencia de crecimiento de la amplitud del dipolo con la energía. La dependencia de la amplitud del dipolo con la energía está bien descrita por una ley de potencias $d(E) = d_{10}(E/10 \text{ EeV})^\beta$. Para ajustar los parámetros d_{10} y β se implementa un ajuste de máxima verosimilitud

Tabla 5.10: Análisis de Fourier en azimuth en los tres rangos arriba de 8 EeV

E [EeV]	a_1^ϕ	b_1^ϕ	$P(\geq a_1^\phi)$	$P(\geq b_1^\phi)$
8-16	-0.011 ± 0.009	-0.004 ± 0.009	0.24	0.66
16-32	-0.002 ± 0.017	-0.036 ± 0.017	0.92	0.033
≥ 32	0.02 ± 0.04	-0.04 ± 0.04	0.52	0.22

Tabla 5.11: Componentes dipolares y sus direcciones en coordenadas ecuatoriales para energías arriba de 4 EeV. Las primeras dos filas son los bins usados previamente y las tres últimas son los resultados de dividir el bin arriba de 8 EeV en tres.

Energía [EeV]	d_z	d_\perp	d	δ_d [°]	α_d [°]
4-8	-0.026 ± 0.009	$0.009^{+0.007}_{-0.004}$	$0.028^{+0.010}_{-0.007}$	-72^{+15}_{-10}	79 ± 42
≥ 8	-0.024 ± 0.015	$0.060^{+0.011}_{-0.009}$	$0.065^{+0.013}_{-0.009}$	-21^{+12}_{-13}	100 ± 9
8-16	-0.007 ± 0.017	$0.056^{+0.013}_{-0.010}$	$0.057^{+0.015}_{-0.008}$	-8^{+16}_{-17}	105 ± 12
16-32	-0.07 ± 0.03	$0.075^{+0.025}_{-0.019}$	$0.10^{+0.03}_{-0.02}$	-42^{+15}_{-15}	74 ± 17
≥ 32	-0.08 ± 0.06	$0.12^{+0.05}_{-0.03}$	$0.14^{+0.06}_{-0.03}$	-33^{+22}_{-22}	132 ± 21

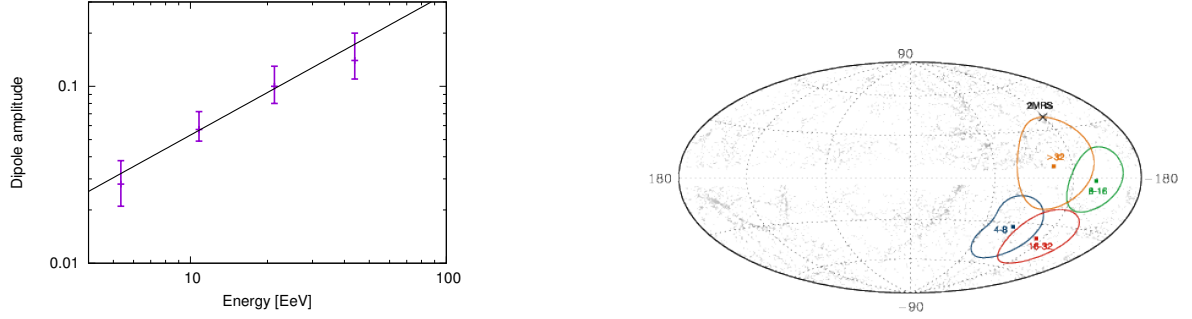


Figura 5.12: Amplitud (izquierda) y dirección (derecha) del dipolo en función de la energía. La recta corresponde al ajuste de máxima verosimilitud. Los contornos son del 68 %.

en el cual la función de verosimilitud está dada por

$$L = \prod_{i=1}^4 p_{\bar{D}}(d(\bar{E}_i), d_i, \delta_{d_i}, \alpha_{d_i}) \quad (5.69)$$

en la que $p_{\bar{D}}(d(\bar{E}_i), d_i, \delta_{d_i}, \alpha_{d_i})$ es la distribución de probabilidad marginada (ec. (D.13)) para la amplitud de un dipolo cuya magnitud y dirección medidas son $(d_i, \delta_{d_i}, \alpha_{d_i})$, \bar{E}_i es la energía media del i -ésimo bin y el producto se hace sobre los cuatro intervalos arriba de 4 EeV. El máximo de esta función de verosimilitud se obtiene para $d_{10} = 0.053 \pm 0.007$ y $\beta = 0.8 \pm 0.2$.

El panel izquierdo de la Figura 5.12 muestra la amplitud del dipolo reconstruido en los cuatro bins arriba de 4 EeV junto con el ajuste a la ley de potencias mencionado antes. Los puntos de los datos están centrados en la media de la energía del rango correspondiente. En el panel de la derecha se observa las regiones con el 68 % de nivel de confianza para las direcciones de los dipolos reconstruidos en estos mismos cuatro intervalos de energía.

5.4.8. Dipolo en el plano ecuatorial desde 0.03 EeV hasta $E \geq 32$ EeV

En esta sección se reportan los resultados de la componente del dipolo en el plano ecuatorial en diferentes bins de energía que abarcan desde ~ 0.03 EeV hasta $E \geq 32$ EeV. Los resultados se obtienen a partir del análisis del primer armónico en ascensión recta usando diferentes métodos y conjuntos de datos. De acuerdo a la sección 5.2.2, la interrelación de la dependencia de la eficiencia de detección con la energía y los efectos atmosféricos inducen modulaciones espurias que contaminan las anisotropías reales en la distribución en ascensión recta de los eventos. Cabe resaltar que estos efectos sistemáticos son adicionales a los discutidos en el capítulo 4 y se deben al hecho de que la eficiencia de disparo depende de la señal a 1000 m (o 450 m para el SD 750) y ésta a su vez depende de las condiciones atmosféricas, lo que ocasiona que la eficiencia en sí misma cambie con el clima. Cuando la eficiencia es del 100 % (como ha sido el caso de los análisis presentados hasta el momento) estos efectos son irrelevantes. Una forma de corregir estas modulaciones es incluir un factor adicional en el peso que se usa en el cálculo de los coeficientes de Fourier, de acuerdo a la ecuación (5.6) cada uno de los pesos w_i deberá estar multiplicado por:

$$[1 + BE_i \Delta(\theta_i, P_i, \rho_i) D(\theta_i, E_i)]^{-1} \quad (5.70)$$

en esta expresión $D(\theta_i, E_i) = \frac{\partial \langle \epsilon(\theta_i, \phi_i, E_i) \rangle_\phi}{\partial E} / \langle \epsilon(\theta_i, \phi_i, E_i) \rangle_\phi$ puede obtenerse a partir de los ajustes introducidos en la sección 5.2.2.

Para tener una idea del impacto de los cambios de la eficiencia con el clima, se muestra en el panel superior de la Figura 5.13 la amplitud del primer armónico en frecuencia solar⁶, calculado a partir de los datos de ambos detectores de superficie en diferentes divisiones de energía. Se puede apreciar que para el SD 1500 la corrección de los efectos de la eficiencia son relevantes a energías menores a 2 EeV y para el SD 750 cuando $E < 0.2$ EeV, esto era de esperarse ya que la eficiencia a estas energías es menor al 100 %.

En la Tabla 5.12 se resumen los resultados de la componente del dipolo en el plano ecuatorial. En cada intervalo de energía se seleccionó el método con la mejor sensibilidad pero que asegure un control adecuado de los errores sistemáticos. En los rangos de energía más baja, en las cuales la eficiencia es muy pequeña (ver Figura 5.3), podrían existir efectos espurios remanentes como lo sugieren los resultados del análisis de Fourier en frecuencia solar y anti-sidérea de la Figura 5.13. En los dos rangos de energía más bajos en ambos arreglos, alguna de las amplitudes (solar o anti-sidérea) se encuentra

⁶El análisis difiere levemente de lo expuesto en la sección 5.4.1. En este caso la ec. (5.65) se reduce a $\tilde{\alpha}_i = \frac{2\pi}{T_x} t_i \pmod{2\pi}$

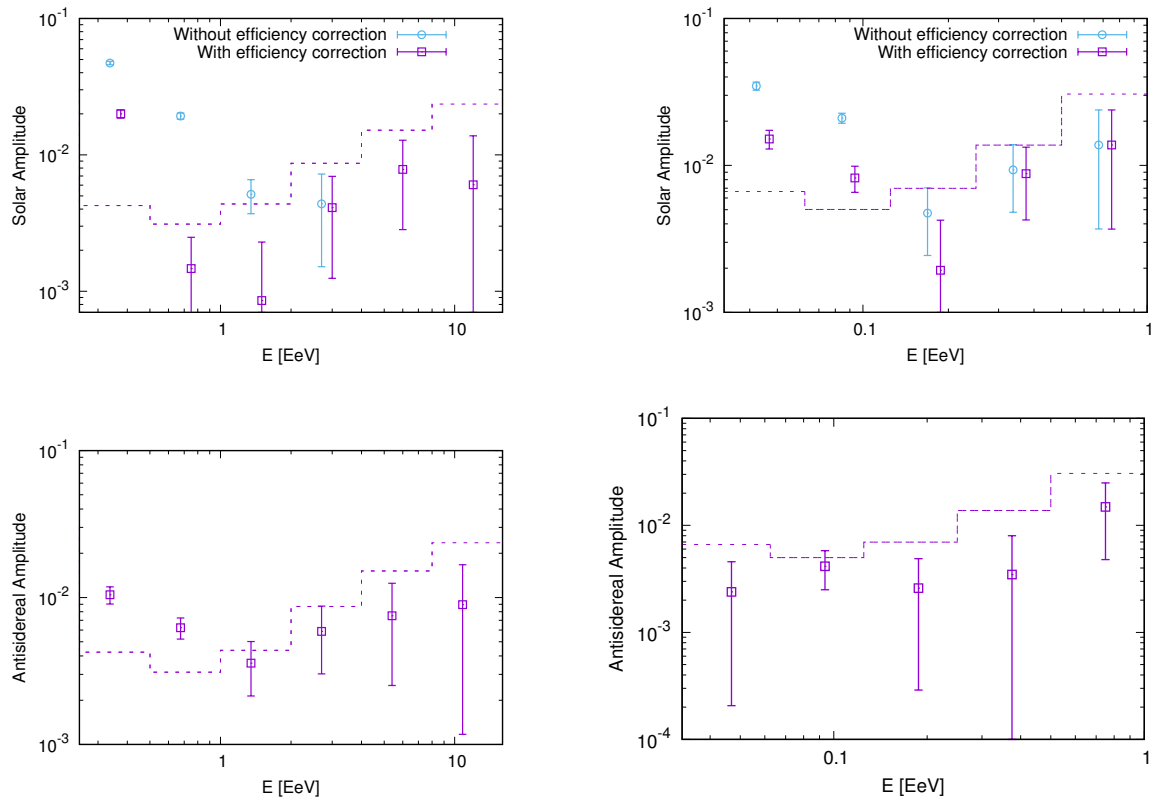


Figura 5.13: Amplitud del primer armónico en frecuencia solar (arriba) y anti-sidérea (abajo) en diferentes intervalos de energía para los eventos del SD 1500 (izquierda) y el SD 750 (derecha). La líneas horizontales indican el límite superior del 99 % de nivel de confianza de fluctuaciones provenientes de una distribución isótropa.

Tabla 5.12: Reconstrucción del dipolo ecuatorial en diferentes rangos de energía.

	E [EeV]	N	d_{\perp}	α_d [°]	$P(\geq d_{\perp})$	d_{\perp}^{99}	d_{\perp}^{UL}
Este-Oeste	0.03125 - 0.0625	424407	$0.004^{+0.012}_{-0.0005}$	-131 ± 117	0.89	0.027	0.029
(SD 750)	0.0625 - 0.125	738388	$0.007^{+0.007}_{-0.003}$	-35 ± 47	0.48	0.018	0.022
Análisis Fourier (SD 750)	0.125 - 0.25	378350	$0.002^{+0.004}_{-0.0005}$	4 ± 87	0.80	0.009	0.010
Este-Oeste	0.25 - 0.5	1044408	$0.0056^{+0.0048}_{-0.0024}$	-116 ± 43	0.40	0.013	0.016
(SD 1500)	0.5 - 1.0	1935199	$0.0067^{+0.0034}_{-0.0022}$	-99 ± 25	0.07	0.009	0.014
Análisis Fourier (SD 1500)	1 - 2	968657	$0.0083^{+0.0021}_{-0.0016}$	-35 ± 13	6.2×10^{-5}	0.006	-
	2 - 4	244585	$0.008^{+0.004}_{-0.003}$	-42 ± 25	0.07	0.011	0.018
	4 - 8	80204	$0.009^{+0.007}_{-0.004}$	79 ± 42	0.40	0.019	0.025
	8 - 16	24667	$0.056^{+0.013}_{-0.010}$	105 ± 12	6.7×10^{-6}	0.035	-
	16 - 32	6841	$0.075^{+0.025}_{-0.019}$	74 ± 17	3.2×10^{-3}	0.066	-
	≥ 32	1616	$0.12^{+0.05}_{-0.04}$	132 ± 21	0.027	0.14	0.22
	≥ 8	33124	$0.060^{+0.011}_{-0.009}$	100 ± 9	9.4×10^{-9}	0.030	-

significativamente por encima del límite superior del 99 % de confianza de amplitudes provenientes de isotropía. Por esta razón, se emplea el método Este-Oeste en estos intervalos de energía puesto que es un procedimiento menos sensible a estas fuentes de errores de origen experimental (ver sección 5.2.5). Para energías por debajo de 0.25 EeV se reportan los resultados obtenidos con los datos del SD 750, en virtud de que en los intervalos menores a esta energía la eficiencia de disparo del SD 1500 es demasiado baja.

Para cada bin de energía en la Tabla 5.12 se proporcionan: el número de eventos N , la amplitud del dipolo en el plano ecuatorial d_{\perp} , la ascensión recta α_d , la probabilidad de obtener por azar una amplitud mayor o igual a d_{\perp} como producto de una distribución isótropa $P(\geq d_{\perp})$, la amplitud límite al 99 % de confianza de RCs distribuidos de manera isótropa d_{\perp}^{99} y en los casos en que la amplitud medida es menor que este valor, se reporta también la cota superior del 99 % de confianza en la amplitud del dipolo⁷ d_{\perp}^{UL} .

La Figura 5.14 muestra los resultados de la amplitud y la fase del dipolo ecuatorial en todos los intervalos de energía considerados. Igualmente, se presentan los resultados obtenidos por otros experimentos como IceCube, IceTop y KASCADE-Grande en el rango de energías de 1 a 30 PeV [90–92]. También se exhiben los valores de d_{\perp}^{UL} cuando la significación de la amplitud es menor al 1 %. La banda gris corresponde al resultado para el rango completo con $E \geq 8$ EeV (reportado en la sección 5.4.7).

Se observa una tendencia global de crecimiento de la amplitud con la energía que va desde $d_{\perp} \simeq 10^{-3}$ a energías en los PeV, a valores de $\sim 10^{-2}$ en los EeV y alcanzando

⁷Se calcula a partir de la ec. (D.11) haciendo $d_{\perp}^{-} = 0$, $d_{\perp}^{+} = d_{\perp}^{\text{UL}}$ y $N.C. = 0.99$

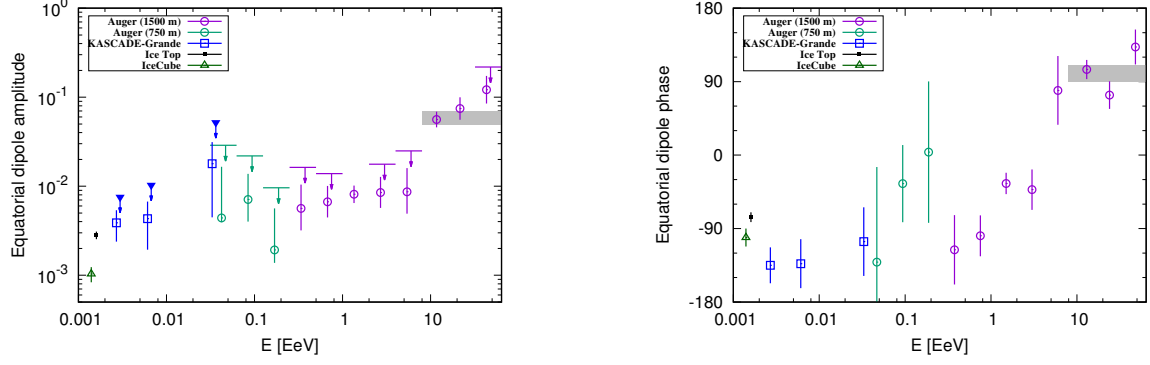


Figura 5.14: Amplitud (izquierda) y fase (derecha) del dipolo ecuatorial reconstruido usando los métodos y datos referidos en la Tabla 5.12. La región sombreada señala el resultado en el rango $E \geq 8$ EeV informado en la Tabla 5.11.

$\sim 10^{-1}$ a 30 EeV. En lo concerniente a las fases, se observa una transición de valores cercanos a la dirección del centro de la Galaxia ($\alpha_d \simeq \alpha_{CG} = -94^\circ$) hacia direcciones casi opuestas ($\alpha_d \simeq 100^\circ$), lo cual motiva la idea de una transición de rayos cósmicos de origen galáctico a extra-galáctico ocurriendo a energías de entre 1 EeV y 5 EeV.

Nótese que la mejor sensibilidad (menor incerteza en d_\perp) se alcanza en el rango entre 1 y 2 EeV, ya que en éste es todavía seguro adoptar el método del análisis de Fourier y el número de eventos es casi de un millón. La amplitud determinada en este intervalo es $d_\perp = (0.83^{+0.21}_{-0.16})\%$ y su significación sin penalizaciones es de 4σ . La Figura 5.15 muestra la tasa de eventos normalizada en este intervalo de energía. La línea continua es el valor del primer armónico obtenido a través del análisis de Fourier. Es evidente que la modulación tiene características adicionales a las del primer armónico, de hecho, el siguiente modo en valor de la amplitud es el cuarto, para el cual $r_4^\alpha = 4.9 \times 10^{-3}$ con una probabilidad $P(\geq r_4^\alpha) = 2.7 \times 10^{-3}$. La línea discontinua muestra la distribución proveniente de la suma de los cuatro primeros armónicos. Es interesante que el mayor exceso con respecto al caso dipolar es un salto en el intervalo de ascensión recta $[270^\circ, 300^\circ]$, muy cerca a la dirección del centro galáctico. Estudios futuros de esta característica podrían ser interesantes para determinar su origen.

5.5. Implicaciones para el origen de los rayos cósmicos de alta energía

La anisotropía que se ha reportado en este trabajo debe analizarse en el contexto de los resultados a bajas energías. Arriba de unos cuantos PeV, el empinamiento del espectro de energía de los RCs ha sido interpretado como producto del escape eficiente de partículas de la Galaxia y/o la imposibilidad de las fuentes de acelerar partículas arriba de una rigidez máxima. El origen de las partículas sigue siendo desconocido.

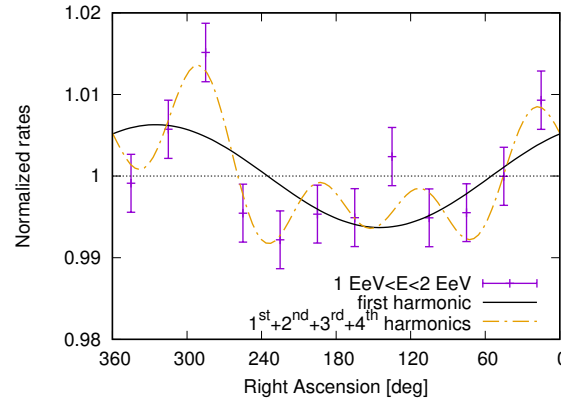


Figura 5.15: Distribución en ascensión recta para el intervalo de energía entre 1 y 2 EeV. La línea continua es el resultado del primer armónico y la línea discontinua corresponde a la suma de los primeros cuatro armónicos.

Aunque se proponen usualmente los remanentes de supernova como fuentes, se ha reportado evidencia de la existencia de un objeto en el centro galáctico capaz de acelerar partículas hasta energías del orden de los PeV [93]. Se espera que el escape difusivo de partículas de la Galaxia genere una componente dipolar que apunte cerca al centro de la misma [94]. Esto es compatible con los resultados obtenidos en el rango de 10^{15} a 10^{18} eV [8, 9, 70, 90, 91], los cuales proveen valores de la fase en ascensión recta cercanos al centro galáctico, $\alpha_{GC} = 266^\circ$ (ver sección 5.4.8).

Los modelos que proponen un origen galáctico de los RCs hasta las energías más altas registradas [95, 96] están en creciente tensión con las observaciones. Si las fuentes postuladas para acelerar rayos cósmicos a energías superiores al EeV estuvieran distribuidas en el disco de la Galaxia, las amplitudes predichas para una anisotropía dipolar exceden las cotas experimentales puestas a estas energías [8, 9]. En este sentido, la restricción impuesta por los resultados obtenidos en este trabajo a la amplitud del dipolo para $4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ (Tabla 5.5) desfavorece aún más un origen predominantemente galáctico. Esta tensión podría aliviarse si los rayos cósmicos a unos pocos EeV fueran dominados por núcleos pesados como el hierro, pero esto estaría en desacuerdo con la composición liviana inferida de las observaciones a estas energías [56]. El máximo del flujo se espera en una dirección cercana al centro galáctico (como se verá en la sección 6.2), sin embargo la dirección del dipolo arriba de 8 EeV se aleja $\sim 125^\circ$ del centro de la Galaxia. A esto se suma que arriba de 40 EeV, donde la propagación debería ser menos difusiva, no hay indicaciones de anisotropías ni en la dirección del centro galáctico ni en la del plano galáctico [74]. Todo lo antedicho sugiere que la anisotropía observada se explica mejor en términos de un origen extra-galáctico.

Explicaciones más plausibles para la modulación observada del flujo involucran fuentes extra-galácticas. Como consecuencia del teorema de Liouville, la distribución de los RCs tiene que ser anisótropa afuera de la Galaxia para poder observar anisotropías

en la Tierra. Una anisotropía no puede surgir por deflexiones en el campo magnético de un flujo originalmente isótropo. Una predicción de anisotropía proviene del efecto Compton-Getting [97], el cual resulta del movimiento propio de la Tierra en el sistema en reposo de las fuentes de RCs, pero la amplitud esperada es de solo 0.6 % [98], muy inferior a lo que se observa. Otros estudios predicen anisotropías mayores. Éstos suponen que los rayos cósmicos de muy alta energía se originan a partir de una distribución de fuentes no homogénea [12, 99, 100] o a partir de una fuente dominante y la posterior difusión a través de los campos magnéticos intergalácticos [12, 99, 101, 102]. En tales modelos se predice que las amplitudes de dipolo resultantes incrementan con la energía, alcanzando entre 5 y 20 % a 10 EeV. Estas amplitudes dependen de la composición de los rayos cósmicos al igual que de los detalles de la distribución de las fuentes. En promedio, la amplitud del dipolo es menor a mayor densidad de fuentes o para fuentes distribuidas con mayor isotropía. La evolución de la magnitud del dipolo con la energía es advertida en los resultados experimentales de la sección 5.4.7.

Si las fuentes estuviesen distribuidas como las galaxias, cuya distribución tiene una componente dipolar significativa [103], se esperaría una anisotropía dipolar de los RCs apuntando en una dirección parecida al dipolo asociado con la distribución de galaxias. Este efecto estaría asociado con el exceso de fuentes en esta dirección y es diferente al efecto Compton-Getting debido al movimiento relativo de la Tierra. Para el catálogo de galaxias 2MRS [103], el dipolo pesado por flujo apunta en coordenadas galácticas en la dirección $(\ell, b) = (251^\circ, 38^\circ)$ ⁸. En este mismo sistema de coordenadas el dipolo detectado arriba de 8 EeV está en la dirección $(233^\circ, -13^\circ)$, a 55° del dipolo de 2MRS.

Para un flujo extra-galáctico, el campo magnético galáctico modifica la dirección del dipolo observado en la Tierra en relación a la dirección que tenía afuera de la Galaxia. Como ejemplo, la Figura 5.16 muestra un mapa del flujo arriba de 8 EeV en coordenadas galácticas en el cual se indican la dirección del dipolo medido y la dirección del dipolo de 2MRS. Las flechas indican cómo cambia la dirección del dipolo que afuera de la Galaxia apunta en la dirección del dipolo de 2MRS por efecto de las deflexiones en el campo magnético galáctico [104]. Las puntas de flecha corresponden a la dirección del dipolo visto en la Tierra para valores de $E/Z = 2$ EeV o 5 EeV. Dado que los valores promedio de Z inferidos a 10 EeV son $Z \sim 1.7$ a 5, éstos son valores típicos de E/Z que contribuyen al dipolo observado. Como puede verse, la concordancia entre las direcciones de los dipolos mejora al tener en cuenta estas consideraciones sobre la composición de carga y las deflexiones en el campo magnético de la Galaxia. Además del cambio en la dirección del dipolo, las deflexiones en el campo magnético también pueden dar lugar a reducciones en la amplitud total del dipolo de entre 10 % y 30 % para estos valores de E/Z . La amplitud menor entre 4 y 8 EeV podría entonces ser el

⁸El catálogo de 2MRS está limitado a una distancia de ~ 285 Mpc. Sin embargo, el dipolo pesado por flujo converge para distancias mayores a ~ 90 Mpc (ver [103])

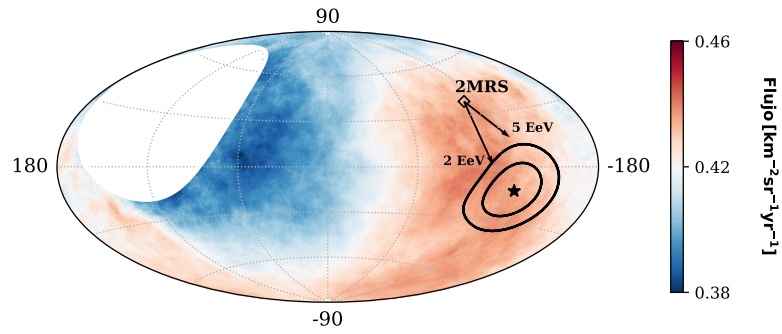


Figura 5.16: Mapa del flujo de RCs en coordenadas galácticas, para energías superiores a 8 EeV y suavizado con ventanas de 45° . La estrella marca la dirección del máximo del dipolo medido, los contornos indican la región con el 68 % y 95 % de nivel de confianza. También se indica la dirección del dipolo en la distribución de galaxias de 2MRS. Las flechas muestran las deflexiones esperadas para un modelo particular de campo magnético galáctico [104] en partículas con $E/Z = 2$ o 5 EeV.

resultado de este tipo de atenuaciones a energías más bajas.

Capítulo 6

Efectos del campo magnético galáctico en las anisotropías a gran escala de los rayos cósmicos

“It doesn’t matter how beautiful your theory is, it doesn’t matter how smart you are. If it doesn’t agree with experiment, it’s wrong.”

— Richard P. Feynman

6.1. Introducción

Durante su propagación desde las fuentes hasta la Tierra, los rayos cósmicos no sólo sufren los efectos de las interacciones con los fondos de radiación que encuentran, sino que también al ser partículas con carga son afectados por los campos magnéticos que atraviesan. Estos campos van desde aquellos existentes en el entorno de las fuentes, pasando por los campos intergalácticos y finalmente aquellos dentro de la Galaxia. Una de las dificultades para estudiar los efectos que tienen los campos magnéticos en el flujo de los rayos cósmicos es el poco conocimiento que se tiene de ellos, sumado al hecho de que la carga de los RCs es también incierta.

El conocimiento de la estructura global del campo magnético galáctico (CMG) ha venido evolucionando por décadas. Existen diversas observaciones que se usan para estimar los campos magnéticos de la Galaxia: rotación de Faraday, emisión de sincrotrón, desdoblamiento Zeeman entre otros [105]. Se sabe que las galaxias espirales, tales como la Vía Láctea, tienen dos tipos de campos magnéticos: regulares y turbulentos. El campo magnético regular se divide usualmente en una componente del disco y una del

halo¹. Para nuestra Galaxia la magnitud del campo en la vecindad del sistema solar es $\sim 6 \mu\text{G}$, con una componente regular de $\sim 2\text{--}3 \mu\text{G}$ y una componente aleatoria de $\sim 2\text{--}4 \mu\text{G}$. La amplitud del campo aumenta hacia el centro de la Galaxia hasta valores de $\sim 10 \mu\text{G}$. El campo del disco sigue un patrón de brazos espirales, con algunas inversiones entre brazos. Para el halo se han considerado una componente toroidal y un campo en «X» (por la forma de las líneas de campo) [104], su simetría con respecto al disco es incierta al igual que su magnitud cuyos valores típicos están en el rango $\sim 1\text{--}10 \mu\text{G}$ [106]. El campo magnético turbulento, también conocido como aleatorio, puede ser isotropo (la misma dispersión en las tres direcciones espaciales) o anisótropo (diferentes dispersiones originadas a partir de un campo turbulento isotropo por compresión de flujos de gas). Usualmente se lo caracteriza por su amplitud cuadrática media (RMS), la longitud de coherencia l_c y un índice espectral que describe como se distribuye la densidad de energía magnética para cada número de onda k , con $\omega(k) \propto k^{-\alpha}$. La idea de que la energía magnética es inyectada en el medio interestelar por vientos estelares y explosiones de supernova a escalas de 10-100 pc y posteriormente se transfiere en cascada a escalas más pequeñas, lleva naturalmente a un espectro de Kolmogorov $\alpha = 5/3$. Lo anterior está en buen acuerdo con las observaciones por debajo de ~ 5 pc, mientras que a escalas mayores el espectro podría achatarse [107, 108].

Dos de los modelos del CMG regular más recientes son aquellos propuestos por Jansson y Farrar (se denominará JF12 en adelante) [104] y Pshirkov, Tinyakov, Kronberg y Newton-McGee (su versión bi-simétrica que se llamará en adelante PT11) [109]. La Figura 6.1 muestra la magnitud del campo para ambos modelos en el plano x - y , el cual coincide con el disco galáctico, y en el plano x - z . El sistema solar está ubicado en estas coordenadas en la posición $(-8.5, 0, 0)$ kpc y se marca con una estrella en las figuras.

En presencia de un campo magnético $\mathbf{B}(\mathbf{x})$ las trayectorias de los rayos cósmicos se desvían como resultado de la fuerza de Lorentz que perciben. Para un núcleo relativista de carga Ze y energía E , la dirección de propagación $\hat{\mathbf{n}}$ evoluciona de acuerdo a,

$$\frac{d\hat{\mathbf{n}}}{dt} = \frac{Ze}{E} \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{B}(\mathbf{x}) \quad (6.1)$$

Por lo tanto, la desviación total es inversamente proporcional a la energía de la partícula y es proporcional a su carga y a la integral a lo largo de la trayectoria de la componente del campo magnético ortogonal a la misma. En un campo magnético

¹Se conoce como *halo galáctico* al volumen casi esférico que rodea las galaxias espirales como la Vía Láctea y que se extiende más allá del volumen principal de materia visible. Está compuesto probablemente de gas interestelar poco denso, estrellas viejas y materia oscura.

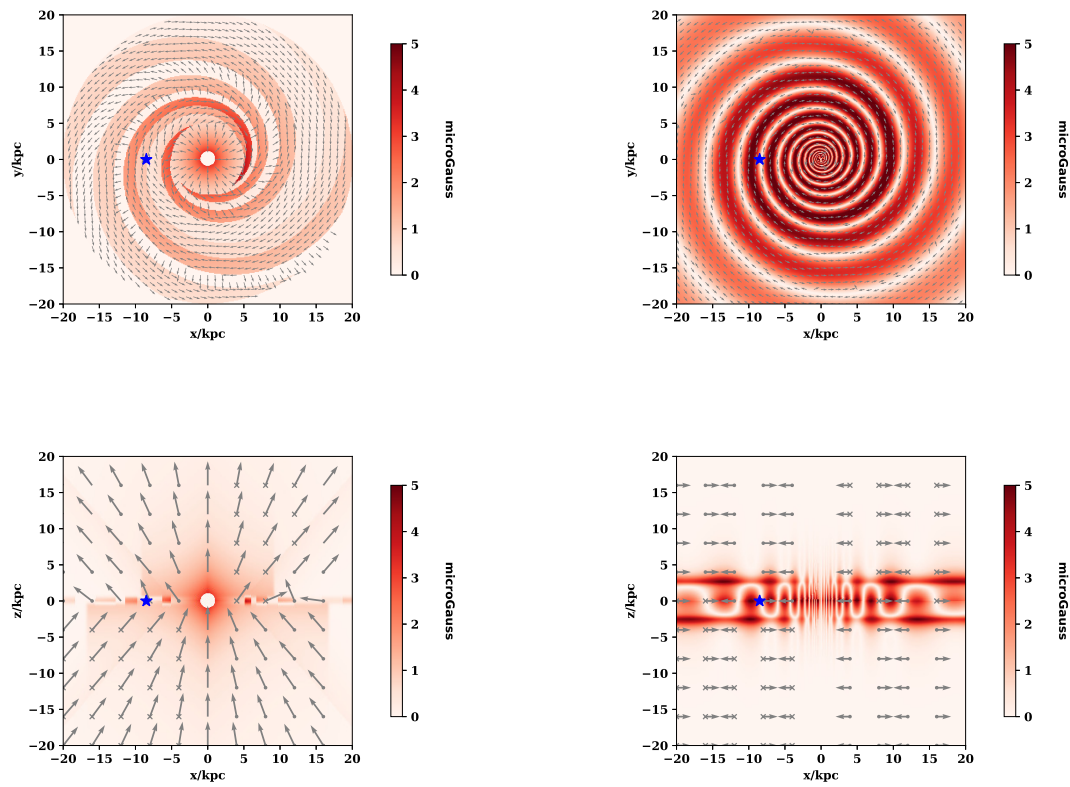


Figura 6.1: Campo magnético galáctico en el plano $x-y$ (arriba) y $x-z$ (abajo) para el modelo JF12 (izquierda) y PT11 (derecha). El plano $x-y$ corresponde al disco galáctico. La escala de color indica la magnitud del campo y las flechas su dirección. En las figuras del panel inferior; un punto en la base de la flecha significa que la componente del campo en la dirección y es positiva y una equis indica que es negativa. La estrella marca la posición del Sol.

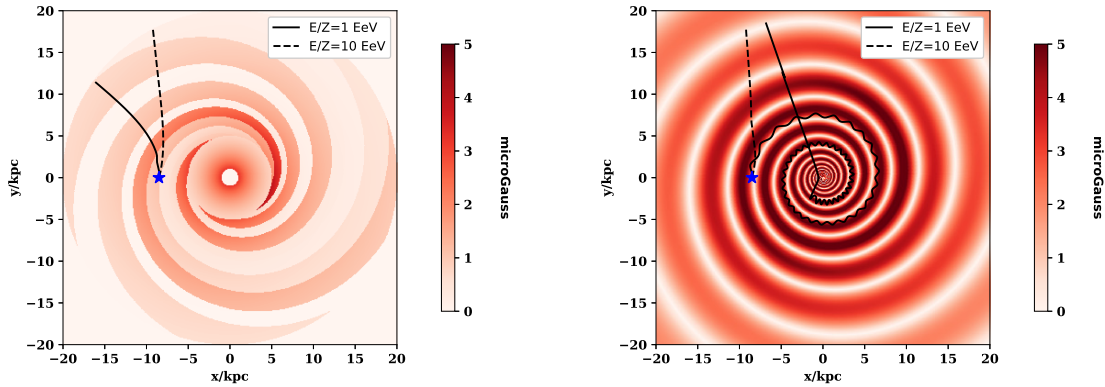


Figura 6.2: Ejemplo de trayectorias de partículas que llegan a la Tierra atravesando el campo magnético regular según el modelo JF12 (izquierda) y PT11 (derecha).

regular la deflexión luego de atravesar una distancia L puede escribirse como

$$\delta \simeq 10^\circ \frac{10 \text{ EeV}}{E/Z} \left| \int_0^L \frac{d\mathbf{x}}{\text{kpc}} \times \frac{\mathbf{B}}{\mu\text{G}} \right| \quad (6.2)$$

La desviación sufrida por partículas que llegan a la Tierra desde afuera de la Galaxia depende fuertemente de la dirección de arribo y del modelo de campo magnético adoptado. Las trayectorias de las partículas que arriban a la Tierra en una dada dirección pueden obtenerse propagando las antipartículas desde la Tierra con velocidad inicial en la dirección opuesta. La Figura 6.2 ilustra el ejemplo de las trayectorias de dos partículas que llegan en la misma dirección pero con valores distintos de E/Z en los dos modelos de campo magnético mencionados anteriormente. Las deflexiones dependen de la relación entre la energía y la carga de la partícula y para una carga fija las trayectorias de partículas con mayor energía difieren menos entre sí mientras que a más baja energía las partículas siguen caminos muy diferentes en cada modelo. Un panorama más general se observa en la Figura 6.3 donde se ilustra con flechas las deflexiones de partículas con $E/Z = 10 \text{ EeV}$ según los dos modelos considerados. Las desviaciones en algunas regiones del cielo difieren considerablemente entre ambos modelos, esto da una idea de las incertezas asociadas a estas predicciones.

6.2. Escenario de fuentes de rayos cósmicos de origen galáctico

En esta sección se discutirán los efectos que tiene el CMG en la distribución del flujo de rayos cósmicos de alta energía suponiendo que éstos son originados en fuentes dentro de la Galaxia. Un escenario simple es suponer que las fuentes de RCs están

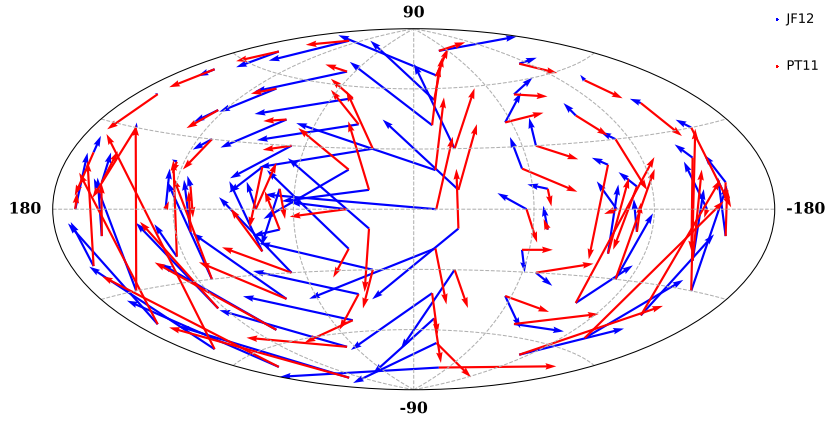


Figura 6.3: Mapa en coordenadas galácticas de las deflexiones de partículas con $E/Z = 10$ EeV en el CMG regular de los modelos JF12 (azul) y PT11 (rojo). La base de las flechas corresponde a la dirección de llegada a la Tierra y la punta a las direcciones de llegada al halo de la Galaxia.

distribuidas de la misma manera que la materia ordinaria (luminosa) de la Galaxia. La densidad de materia luminosa en la Galaxia es mayor hacia el centro de la misma y a lo largo del disco galáctico. La componente del bulbo galáctico se puede parametrizar con una densidad de la forma,

$$\rho_b(r, z) = \rho_b \left(\frac{\tilde{r}}{r_{0,b}} \right)^{-\gamma_b} \left(1 + \frac{\tilde{r}}{r_{0,b}} \right)^{\gamma_b - \beta_b} \exp \left(-\frac{\tilde{r}^2}{r_t^2} \right) \quad (6.3)$$

con $\tilde{r} = \sqrt{r^2 + (z/q_b)^2}$, donde (r, z) son las coordenadas cilíndricas con origen en el centro galáctico (CG). Los valores de los parámetros que describen apropiadamente la materia visible son $\gamma_b = \beta_b = 1.6$, $q_b = 0.61$, $r_t = 0.6$ kpc, $r_{0,b} = 0.7$ kpc y $\rho_b = 360$ GeV pc⁻³ [110].

Para la componente del disco se considerará la parametrización,

$$\rho_d(r, z) = \rho_d \exp \left(-\frac{r}{r_d} \right) \exp \left(-\frac{|z|}{z_d} \right) \quad (6.4)$$

El parámetro ρ_d describe la densidad del disco galáctico en el CG, mientras que r_d y z_d representan la escala en la dirección radial y vertical, respectivamente. Para sus valores se considerarán $\rho_d = 500$ GeV pc⁻³, $r_d = 2.3$ kpc y $z_d = 260$ pc [110].

Con este modelo como base es posible estimar el flujo relativo de RCs de origen galáctico que se observa en la Tierra. Para ello se supone que las fuentes, además de tener la misma distribución que la materia luminosa, emiten rayos cósmicos constantemente en todas las direcciones y con la misma intensidad. Bajo estos supuestos, el flujo esperado de partículas con rigidez² E/Z desde una dada dirección puede estimarse

²En este capítulo se usa que la rigidez $R \equiv p/Ze \simeq E/Ze$ donde la aproximación es válida en el caso de partículas relativistas y por lo tanto se emplea la palabra rigidez para referirse a la cantidad

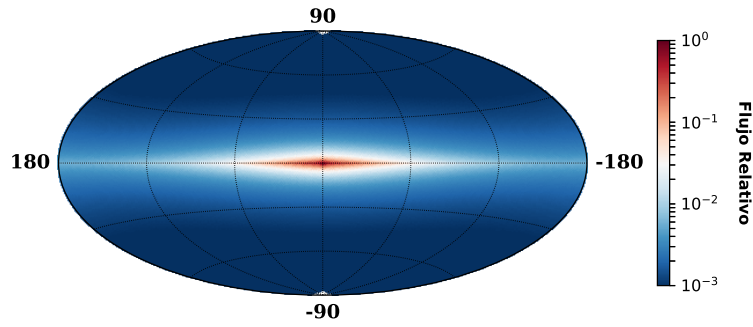


Figura 6.4: Flujo relativo de RCs de origen galáctico en ausencia de campo magnético. La escala de colores es logarítmica para visualizar mejor las características.

como la integral de la densidad de materia a lo largo de la trayectoria recorrida por una anti-partícula con la misma rigidez que sale desde la Tierra en esa dirección y se propaga a través del campo magnético hasta salir de la Galaxia³. El mismo procedimiento para direcciones en todo el cielo permite construir un mapa del flujo de RCs de origen galáctico.

La Figura 6.4 muestra el flujo relativo (flujo en cada dirección del cielo dividido por el máximo) en el caso de ausencia de campo magnético, el flujo tiene la forma exacta (sin deformaciones) del perfil de la densidad de materia dada por (6.3) y (6.4) debido a la propagación rectilínea. Por otro lado, la Figura 6.5 muestra mapas del flujo en presencia de campo magnético para valores de $E/Z = 2$ EeV (panel superior) y 16 EeV (panel inferior). Las distribuciones en este caso aparecen deformadas por efecto del CMG, tanto más cuanto menor sea su rigidez. También se puede observar la dependencia con el modelo de campo magnético adoptado. En particular, para valores bajos de E/Z el flujo proveniente de la región del centro galáctico difiere considerablemente entre los dos modelos, reflejando las diferencias entre éstos en esa región (ver Figura 6.1).

Los mapas se construyen propagando anti-partículas desde direcciones uniformemente distribuidas en la esfera, usando la herramienta de pixelización HEALPix [111]. El número de píxeles es $N_{pix} = 49152$ (correspondientes al parámetro HEALPix $N_{side} = 64$).

6.2.1. Dirección del dipolo

Una vez construidos los mapas de flujo es posible cuantificar las anisotropías presentes en ellos. En particular, las componentes dipolares se reconstruyen usando las expresiones:

³ E/Z .

³En este trabajo se supone el límite o borde de la Galaxia como una esfera de radio 20 kpc con origen en el centro galáctico.

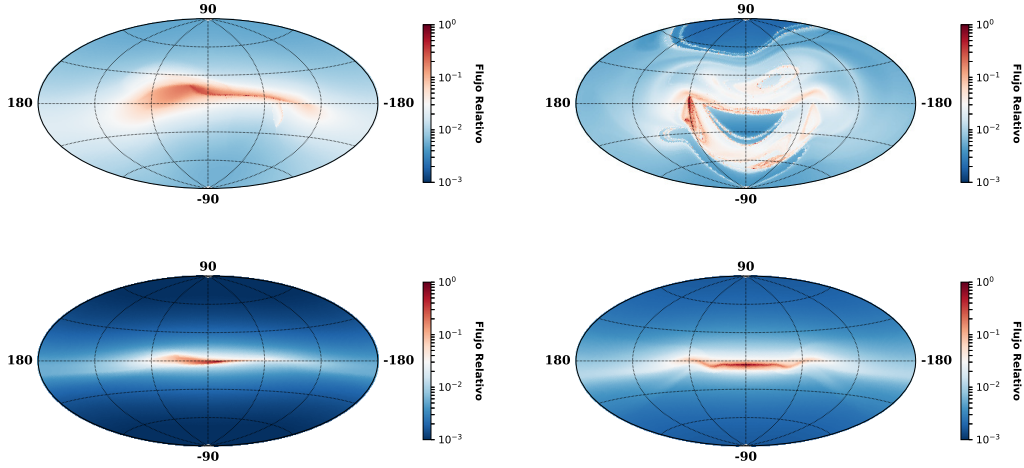


Figura 6.5: Flujo relativo de RCs de origen galáctico con $E/Z = 2$ EeV (arriba) y 16 EeV (abajo) adoptando los modelos de campo magnético galáctico JF12 (izquierda) y PT11 (derecha).

$$\begin{aligned}
 d_x &= 3 \frac{\sum_{i=1}^{N_{pix}} x_i \cdot f_i}{\sum_{i=1}^{N_{pix}} f_i} \\
 d_y &= 3 \frac{\sum_{i=1}^{N_{pix}} y_i \cdot f_i}{\sum_{i=1}^{N_{pix}} f_i} \\
 d_z &= 3 \frac{\sum_{i=1}^{N_{pix}} z_i \cdot f_i}{\sum_{i=1}^{N_{pix}} f_i}
 \end{aligned} \tag{6.5}$$

en las cuales $x_i = \cos \ell_i \cos b_i$, $y_i = \sin \ell_i \cos b_i$ y $z_i = \sin b_i$ son las coordenadas cartesianas del i -ésimo píxel cuyas coordenadas galácticas son (ℓ_i, b_i) y su flujo es f_i .

La Figura 6.6 muestra las direcciones de dipolo estimadas para distintos valores de E/Z . Es claro que la dirección del dipolo cambia con la rigidez de las partículas y tiende hacia el centro de la Galaxia para rigideces altas, en las cuales el efecto del campo magnético es menor y el flujo tiene su máximo hacia la región que contiene mayor densidad de fuentes. Cuando la rigidez se hace menor, el dipolo se aleja lentamente del CG en la dirección del brazo espiral entrante. Es de notar que el dipolo medido por el observatorio Pierre Auger para energías arriba de 8 EeV está justamente en la dirección contraria, ésto sumado a la ausencia de anisotropías en el rango entre 4 y 8 EeV refuta la idea de que el flujo de rayos cósmicos a estas energías está dominado por fuentes de origen galáctico.

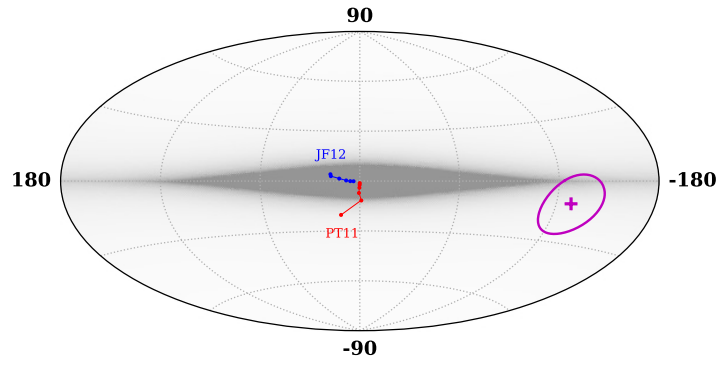


Figura 6.6: Direcciones en coordenadas galácticas de la componente dipolar del flujo de rayos cósmicos provenientes de fuentes en la Galaxia propagándose a través del CMG de los modelos JF12 y PT11. Los puntos indican los resultados para valores de E/Z : 64 EeV, 32 EeV, 16 EeV, 8 EeV, 4 EeV y 2 EeV (en orden creciente de distancia al centro galáctico). La cruz indica la dirección del dipolo medido por el Observatorio Pierre Auger para $E \geq 8$ EeV y el contorno corresponde a la región con el 68 % de nivel de confianza (ver capítulo 5). El sombreado del fondo corresponde a la distribución del flujo en ausencia de campo magnético.

6.3. Escenario de fuentes extra-galácticas

A causa de las dificultades para conciliar los modelos de origen galáctico de los rayos cósmicos de alta energía con las observaciones actuales, se hace interesante el estudio de escenarios en los cuales las fuentes que dominan el flujo de los RCs de alta energía se encuentran afuera de la Galaxia. En particular, existen explicaciones plausibles para la anisotropía de tipo dipolar observada en el capítulo anterior que incluyen: la propagación difusiva desde las fuentes extra-galácticas más cercanas o la distribución no homogénea de las fuentes en el vecindario cósmico de la Galaxia [12, 99, 101, 102].

En esta sección se estudiará el efecto que tiene el campo magnético galáctico en el flujo de RCs que llega a la Galaxia proveniente de fuentes externas a ella. Primero se analizará el caso en que el flujo extra-galáctico tiene una distribución dipolar pura (sin multipolos superiores) y se estima el corrimiento del máximo del dipolo entre la dirección que tiene afuera de la Galaxia y aquella que se observa en la Tierra una vez atravesado el CMG. El segundo escenario supone una distribución de fuentes que sigue la distribución de materia y que además tiene en cuenta la dispersión angular del flujo de las fuentes debido a la propagación en el campo magnético turbulento del espacio intergaláctico.

6.3.1. Flujo extra-galáctico dipolar

El objetivo es dar una idea del efecto que tiene el campo magnético de la Galaxia en una distribución puramente dipolar que ingresa en ella. Este efecto obviamente depende de la rigidez de las partículas que están ingresando y del modelo de CMG que se considere. El procedimiento empleado consiste en propagar anti-partículas desde una

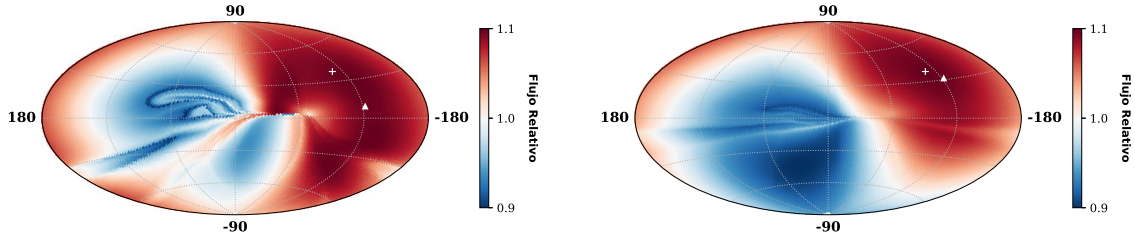


Figura 6.7: Efecto del CMG (JF12) en una distribución puramente dipolar que llega a la Galaxia para $E/Z = 4$ EeV (izquierda) y 16 EeV (derecha). La cruz indica la dirección del dipolo afuera de la Galaxia $(\ell, b) = (251^\circ, 38^\circ)$ y el triángulo es la dirección reconstruida en la Tierra. La distancia angular entre ambos dipolos es de 31° para $E/Z = 4$ EeV y 13° para $E/Z = 16$ EeV.

grilla uniforme de direcciones en la Tierra hasta llegar al borde de la Galaxia. A cada punto i de la grilla en la Tierra se le asigna el flujo relativo que le corresponde a la dirección \mathbf{u}_i en la cual la anti-partícula sale de la Galaxia,

$$f_i = 1 + d \cos(\widehat{\mathbf{d}, \mathbf{u}_i}) \quad (6.6)$$

aquí d es la amplitud del dipolo afuera de la Galaxia y $\widehat{\mathbf{d}, \mathbf{u}_i}$ es el ángulo entre la dirección del dipolo y la dirección de salida. La Figura 6.7 muestra un ejemplo de mapas contruidos de esta manera, suponiendo un dipolo de 10 % en la dirección $(\ell, b) = (251^\circ, 38^\circ)$ (dirección del dipolo pesado por flujo de la distribución de galaxias hasta ~ 100 Mpc en el catálogo 2MRS [103]). Es claro que a rigideces bajas el efecto del campo magnético es más notable moviendo considerablemente ($\sim 30^\circ$) la dirección del dipolo. Adicionalmente, la distribución dipolar pura se ve fuertemente distorsionada dando origen a anisotropías a escalas angulares menores.

La Figura 6.8 muestra el cambio de la dirección observada en la Tierra de un dipolo extra-galáctico para diferentes direcciones del mismo afuera de la Galaxia. La dirección original del dipolo está indicada por la base de cada flecha y los puntos van indicando las direcciones en la Tierra cuando la rigidez decrece desde 32 EeV hasta 4 EeV. Los resultados sugieren que los dipolos tienden a alinearse hacia dos regiones bien marcadas que coinciden con los brazos espirales interior y exterior. Esto significa que un dipolo cuyo flujo máximo fuera del halo galáctico se encuentra en el hemisferio izquierdo tiende a desviarse por efectos del CMG hacia el brazo espiral interior $(\ell, b) \simeq (80^\circ, 0^\circ)$ mientras que para uno en el cual el máximo se encuentra en el hemisferio derecho tenderá hacia el brazo espiral exterior $(\ell, b) \simeq (-100^\circ, 0^\circ)$. Es interesante la cercanía que tiene la dirección del dipolo observado arriba de 8 EeV (cruz gris) con la región de convergencia del brazo espiral exterior. También es importante que el resultado es similar en forma cualitativa para ambos modelos de campo magnético galáctico.

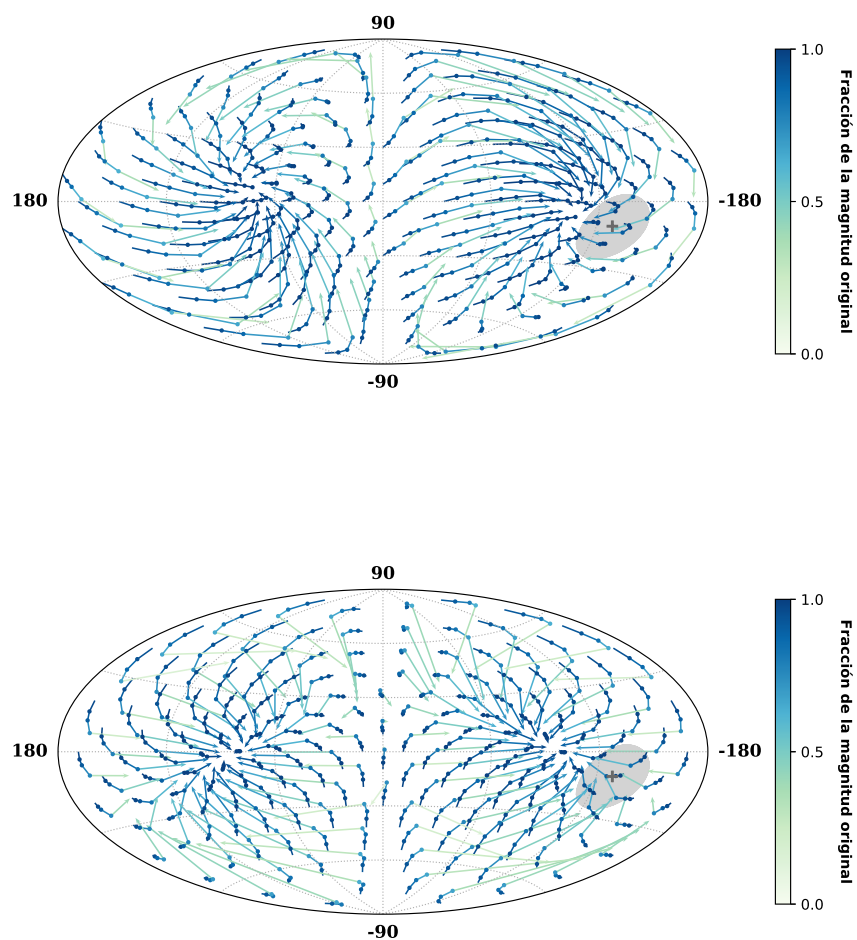


Figura 6.8: Cambio en la dirección de un dipolo extra-galáctico después de atravesar el campo magnético galáctico del modelo JF12 (arriba) y PT11 (abajo). El dipolo afuera de la Galaxia apunta en las direcciones que indican la base de cada flecha. Los puntos a lo largo de cada línea indican las direcciones del dipolo en la Tierra para rigideces: 32 EeV, 16 EeV y 8 EeV, la punta de la flecha corresponde a 4 EeV. El color de la línea indica el cambio relativo en la amplitud del dipolo. La dirección del dipolo observado para energías superiores a 8 EeV y el contorno del 68% de nivel de confianza se indican por la cruz gris y la región sombreada, respectivamente.

6.3.2. Distribución no homogénea de fuentes

Es conocido que la materia a escalas locales (dentro de ~ 100 Mpc) no está distribuida de manera homogénea e isotrópica. Como se mencionó antes, un posible escenario para las fuentes de los rayos cósmicos de alta energía es que éstas tengan una distribución espacial similar a la de la materia cercana. Por lo tanto, la falta de homogeneidad en la distribución de materia en el vecindario de la Vía Láctea puede reflejarse en anisotropías en el flujo de los RCs de origen extra-galáctico. Las características exactas de estas anisotropías son difíciles de predecir debido al conocimiento reducido que se tiene de los mecanismos de aceleración de los RCs en sus fuentes, lo que hace incierto su espectro de emisión y la composición de masa. Sumado a ello está el desconocimiento de los campos magnéticos que permean el medio intergaláctico. Sin embargo, teniendo claro estas limitaciones, es posible hacer estudios para extraer información sobre las anisotropías típicas que se pueden esperar en estos escenarios.

El objetivo de este análisis es construir mapas del flujo extra-galáctico de RCs suponiendo que las fuentes de los mismos se encuentran distribuidas como las galaxias tomadas del catálogo 2MRS [112]. El 2MRS es uno de los catálogos de galaxias cercanas más completos cubriendo el 91 % del cielo. Esta gran cobertura lo hace idóneo para construir un mapa tridimensional del Universo cercano. La zona no cubierta del cielo se encuentra a latitudes galácticas bajas y hacia el centro galáctico ($|b| < 5^\circ$ si $|\ell| > 30^\circ$ y $|b| < 8^\circ$ en la región $|\ell| < 30^\circ$) donde la gran densidad de materia de la Galaxia en esa zona enmascara los objetos que se encuentran detrás de ella. Un modo de estimar la densidad de galaxias en la zona enmascarada es emplear el método descrito en [103] que consiste en dividir el área vacía en bins de 10° de longitud. En cada bin angular la distancia radial se divide en intervalos de 20 Mpc. Las galaxias en cada rango de longitud/distancia son tomadas del correspondiente bin de longitud/distancia de las bandas adyacentes $-|b_{\text{masked}}| - 10^\circ < b < |b_{\text{masked}}| + 10^\circ$ (en el que $|b_{\text{masked}}| = 5^\circ$ o $|b_{\text{masked}}| = 8^\circ$ según corresponda de acuerdo a la longitud). Estas galaxias son localizadas en latitudes aleatorias dentro de la región enmascarada.

El catálogo 2MRS está *limitado en flujo*, es decir, está conformado por todas aquellas galaxias cuya magnitud aparente⁴ en la banda K (infrarrojo cercano) es menor que un valor límite, $m_K \leq 11.75$ mag. Lo anterior hace que la distribución espacial de la muestra no sea representativa de la distribución real puesto que habrá una gran cantidad de galaxias cercanas que cumplen con el umbral de luminosidad, mientras que de las galaxias más alejadas solo aquellas con una luminosidad intrínseca grande podrán ser observadas. Para obtener una distribución espacial equilibrada para todas las distancias consideradas se realiza un corte *limitado en volumen*, esto se hace selec-

⁴La magnitud aparente m de un objeto celeste es el brillo observado y depende de la distancia entre el observador y el objeto. Se relaciona con la magnitud absoluta M , que es el brillo intrínseco del objeto, mediante la relación $m - M = 5 \log_{10}(r_s/10\text{pc})$ con r_s la distancia del observador al objeto.

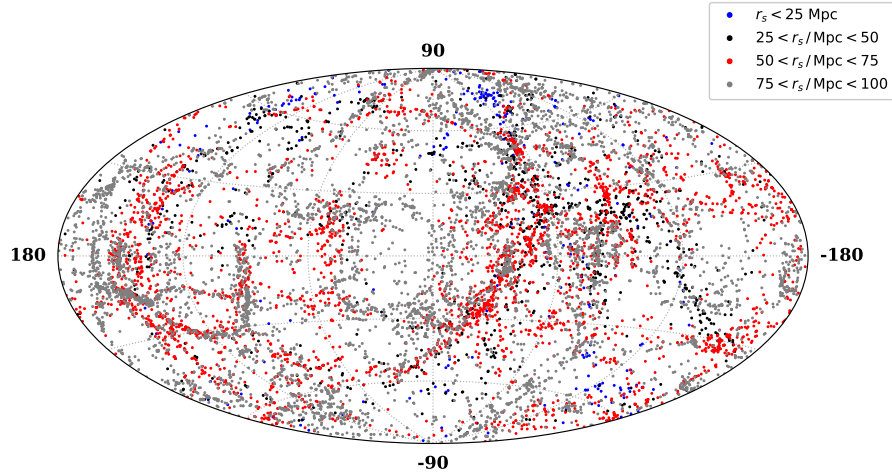


Figura 6.9: Galaxias del catálogo 2MRS con la región enmascarada rellena y limitado en volumen a 100 Mpc.

cionando las galaxias que se encuentran dentro de un volumen fijo y cuya magnitud absoluta es menor que la magnitud absoluta máxima de las galaxias que se encuentran en la frontera del volumen. La Figura 6.9 muestra las galaxias del catálogo limitado a una esfera de radio 100 Mpc y magnitud absoluta máxima de $M_K = -23.34$ mag. En total se seleccionan 10 151 galaxias con estos cortes de un total de 43 533, la densidad correspondiente es $\rho \simeq 2 \times 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3}$.

Para construir mapas del flujo de rayos cósmicos provenientes de las fuentes de la Figura 6.9 se tendrá en cuenta el efecto del campo magnético turbulento extragaláctico. La propagación de los rayos cósmicos a través de tales campos tiene dos regímenes asintóticos que dependen de la relación entre la distancia a la fuente r_s y la longitud de difusión l_D , la cual se define como la distancia a la cual la deflexión cuadrática media de la trayectoria de los RCs es de ~ 1 rad [113]. Si $r_s \ll l_D$ entonces la trayectoria es cuasi-rectilínea y los RCs llegan concentrados alrededor de la dirección a la fuente y su dispersión decrece cuando la energía aumenta. En el otro extremo, cuando $r_s \gg l_D$, los RCs dan varias vueltas antes de llegar al observador y su distribución será mayormente isótropa con una componente dipolar prominente en la dirección de la fuente. Para obtener una descripción detallada de la distribución angular de los RCs que llegan al observador se requiere de cálculos numéricos (ver p. ej. [12, 99]). Para un campo magnético turbulento isótropo la longitud de difusión es $l_D \equiv 3D/c$, donde D es el coeficiente de difusión el cual depende de la rigidez de la partícula y de las características del campo turbulento,

$$D = \frac{c}{3} l_c \left[4 \left(\frac{E}{E_c} \right)^2 + a_I \left(\frac{E}{E_c} \right) + a_L \left(\frac{E}{E_c} \right)^{2-m} \right], \quad (6.7)$$

aquí E_c es la energía para la cuál el radio de Larmor efectivo $r_L = E/ZeB$ es igual a la longitud de coherencia l_c del campo turbulento, o sea,

$$E_c = ZeBl_c \simeq 0.9Z(B/nG)(l_c/\text{Mpc}) \text{ EeV}, \quad (6.8)$$

con B la amplitud cuadrática media del campo.

Para energías menores a esta energía crítica, la difusión es resonante, es decir que las partículas difunden en distancias menores a la longitud de coherencia del campo. El índice m y los coeficientes a_I y a_L dependen de la distribución de la densidad de energía magnética a diferentes escalas. Para un espectro de Kolmogorov se tiene $m = 5/3$, $a_I = 0.9$ y $a_L = 0.23$ [99].

Las simulaciones numéricas arrojan que la distribución de las direcciones de arribo de los RCs provenientes de una única fuente estacionaria puede describirse aproximadamente por una función de la forma [113],

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{d\cos\theta} = \frac{i}{2} + (1-i) \frac{\kappa \exp(\kappa \cos\theta)}{2 \sinh \kappa} \quad (6.9)$$

en la cual θ es el ángulo relativo de la velocidad de la partícula respecto a la dirección de la fuente.

El parámetro i describe un término isótropo constante que representa a los rayos cósmicos que llegan al observador luego de un largo proceso de difusión, mientras que el segundo término sigue una distribución de Fisher, que es una generalización a la esfera de la distribución Gaussiana y en la cual el parámetro κ determina la concentración del perfil alrededor de la dirección de la fuente, ésta se hace más pronunciada para κ creciente. Cuanto menor es la distancia relativa de la fuente respecto de la longitud de difusión se espera una mayor concentración κ y una menor fracción isótropa i . Considerando el caso simplificado en el que las pérdidas de energía por interacción con los fondos de radiación y por causa de la expansión del universo son despreciables, los resultados de simulaciones numéricas para muchas trayectorias pueden ajustarse con las siguientes expresiones:

$$\kappa = \frac{1}{R} \left[2 + \exp \left(-\frac{2}{3}R - \frac{1}{2}R^2 \right) \right] \quad (6.10)$$

$$i = 1 - \frac{\langle \cos \theta \rangle}{\coth \kappa - 1/\kappa} \quad (6.11)$$

con

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{1}{3R} \left[1 - \exp \left(-3R - \frac{7}{2}R^2 \right) \right]$$

donde $R \equiv r_s/l_D$ es la distancia a la fuente relativa a la longitud de difusión.

De los parámetros de la ecuación (6.9) hace falta determinar la densidad de RCs,

N , que un observador espera en función de su distancia a la fuente. Para una fuente de intensidad constante y a tiempos grandes, la difusión alcanza un régimen asintótico estacionario en el cual el flujo no depende del tiempo. En ese régimen, el flujo a través de cualquier esfera alrededor de la fuente debe ser el mismo y en virtud de la isotropía del sistema resulta que $4\pi r^2 N(r) \langle \cos \theta \rangle = \text{const}$ y por lo tanto,

$$N(R) \propto \frac{1}{R^2 \langle \cos \theta \rangle} \quad (6.12)$$

Esta expresión tiene el comportamiento asintótico $N(R) \propto R^{-2}$ cuando R es pequeño, correspondiente a una propagación cuasi-rectilínea y $N(R) \propto R^{-1}$ para R grande, que corresponde al régimen difusivo.

Finalmente, el mapa del flujo de rayos cósmicos para un valor de E/E_c se obtiene como la superposición de los flujos de fuentes individuales (calculados con (6.9)) representadas por las galaxias del catálogo 2MRS (Figura 6.9).

La Figura 6.10 muestra los resultados del flujo relativo de RCs obtenidos para diferentes valores de E/E_c . Cuando E/E_c es bajo se observa un flujo casi uniforme, como puede concluirse de la escala de colores, y el patrón predominante es dipolar. Esto es así porque en tales casos la longitud de difusión es pequeña y la condición $r_s \gg l_D$ se cumple para muchas de la fuentes por lo que la propagación está en el régimen difusivo. Cuando la energía aumenta empiezan a aparecer estructuras a escalas angulares menores reflejando el hecho de que las fuentes más cercanas tienen un flujo más localizado alrededor de su dirección en el cielo. La escala de color de los tres mapas con energías mas bajas está normalizada a que el valor medio sea la unidad y ocupe el centro de la escala, los valores máximo y mínimo están ubicados simétricamente con respecto a esta media. De esta manera se tiene una idea más clara de los excesos y déficit del flujo con respecto al promedio de todo el cielo. Por otro lado, en los tres mapas de energías más altas se usa una escala logarítmica normalizada a un máximo de uno, así se pueden apreciar mejor las características de estos flujos que están dominados por unas cuantas fuentes cercanas cuyo flujo es mucho mayor que la media. Todos los mapas han sido suavizados con ventanas gaussianas de radio 1° que permite promediar la estructura a escalas angulares más pequeñas que el ancho de esta ventana. Estas escalas no son alcanzables experimentalmente hasta el momento.

Cabe notar que los flujos obtenidos aquí representan bien la forma de las anisotropías del flujo de los rayos cósmicos, mas no su amplitud ni su evolución con la energía. Lo anterior se debe a que la distancia a las fuentes está limitada a 100 Mpc y por lo tanto lo que se tiene son las distribuciones de los rayos cósmicos provenientes del Universo local. La fracción de RCs que viene desde distancias menores que 100 Mpc depende de la energía (ver p. ej. Figura 2.4) y puede ser pequeña a energías ~ 10 EeV ya que en ese caso los protones por ejemplo pueden venir desde distancias ~ 1 Gpc

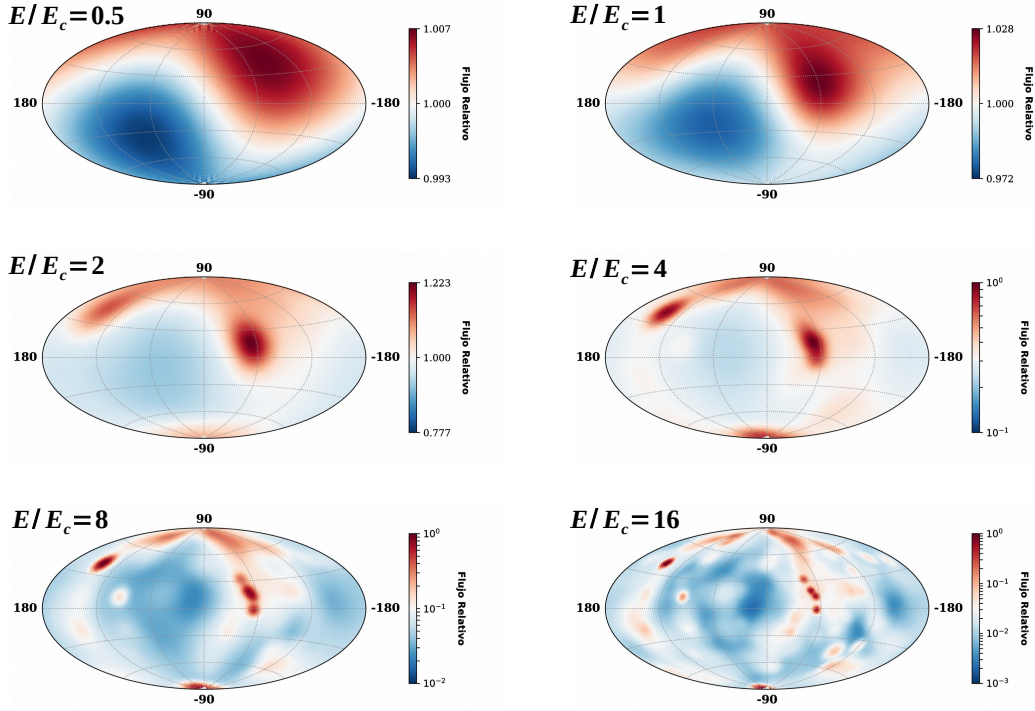


Figura 6.10: Flujo relativo esperado de RCs provenientes de fuentes representadas por las galaxias del catálogo 2MRS (ver Figura 6.9) para diferentes valores de E/E_c . La escala de los tres mapas con energía menor está normalizada a que el valor medio ocupe el centro de la escala y su valor sea 1. Los tres mapas restantes tienen una escala logarítmica normalizada a un máximo de 1. Todos los mapas están suavizados con una ventana Gaussiana de radio 1° .

(cuando la intensidad del campo magnético extra-galáctico es del orden de 1 nG). A energías más altas el efecto GZK y la pérdidas por foto-desintegración en los núcleos imponen límites a las distancias máximas desde las que los RCs pueden viajar, por lo cual la mayoría tienen su origen en el Universo cercano. Bajo la suposición de que el flujo proveniente de toda la región afuera de 100 Mpc es isótropo⁵, la magnitud de las anisotropías reales será el producto de las anisotropías hasta 100 Mpc por la fracción de RCs originados dentro de ese volumen. El espectro y la composición de emisión de las fuentes (los cuales no se consideran en este trabajo) también influyen en la fracción de rayos cósmicos locales que se espera observar a una determinada energía.

Hasta ahora sólo se ha tenido en cuenta el efecto del campo magnético extra-galáctico en la construcción de los mapas de flujo. Para incluir los efectos del campo magnético de la Galaxia se requiere hacer una elección del valor de E_c (determinado por la amplitud y longitud de coherencia del campo turbulento extra-galáctico) para de esta manera conocer el valor de E/Z que tendrán las partículas que se propagarán

⁵Esta parece ser una buena aproximación dada, por ejemplo, la estabilidad del dipolo de 2MRS a distancias mayores a 100 Mpc reportada en [103].

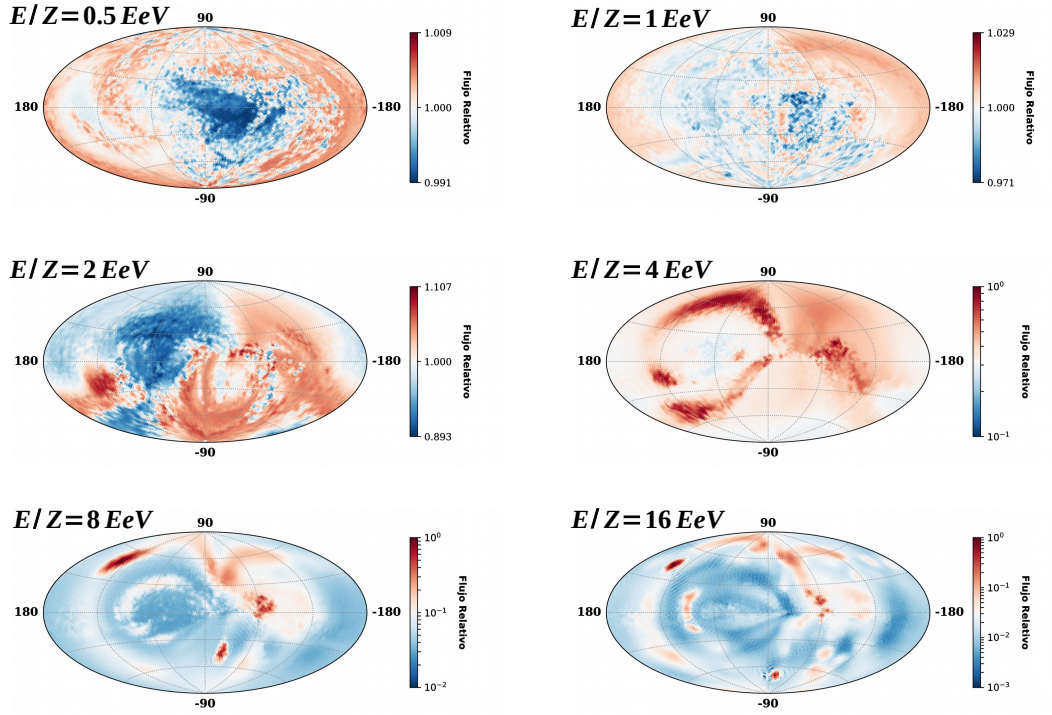


Figura 6.11: Flujo extra-galáctico de rayos cósmicos visto desde la Tierra después de atravesar el campo magnético galáctico del modelo JF12 incluyendo el campo magnético turbulento. Se obtienen a partir de los mapas de la Figura 6.10 para un valor de $E_c = Z$ EeV. Los mapas están suavizados con una ventana Gaussiana de radio 1° . La escala de color es lineal para las tres rigideces menores y logarítmica para las tres mayores, igual que en la Figura 6.10.

por el CMG. Por ejemplo, si se supone que $E_c = Z$ EeV, el mapa con $E/E_c = 0.5$ deberá ser propagado con una rigidez de 0.5 EeV, mientras que, el mapa con $E/E_c = 1$ se propagará con $E/Z = 1$ EeV. Las Figuras 6.11 y 6.12 muestran los flujos para valores de $E_c = Z$ EeV y $3Z$ EeV respectivamente. Estos valores de energía crítica corresponden a valores medios típicos del campo magnético extra-galáctico $B \simeq 1$ nG y $B \simeq 3$ nG suponiendo una longitud de coherencia de 1 Mpc. El modelo de campo magnético galáctico usado es el JF12 pero esta vez incluyendo la componente turbulenta descrita en [114]. Para la propagación en presencia de este campo galáctico turbulento se integró numéricamente una ecuación diferencial estocástica [99], usando un espectro de Kolmogorov y una longitud de coherencia de 30 pc.

La dirección del dipolo reconstruida a partir de los mapas del flujo que llega a la Galaxia (usando la ecuación (6.5)) no depende de la energía y apunta a $(\ell, b) \simeq (264^\circ, 43^\circ)$ compatible con el resultado para el dipolo pesado por flujo reportado en [103] cuyo valor es $(\ell, b) = (256^\circ \pm 10^\circ, 36^\circ \pm 9^\circ)$. La Figura 6.13 muestra las direcciones del dipolo después de atravesar el campo magnético galáctico, es decir, obtenidas a partir de los mapas de las Figuras 6.11 y 6.12. La equis negra indica la dirección del dipolo

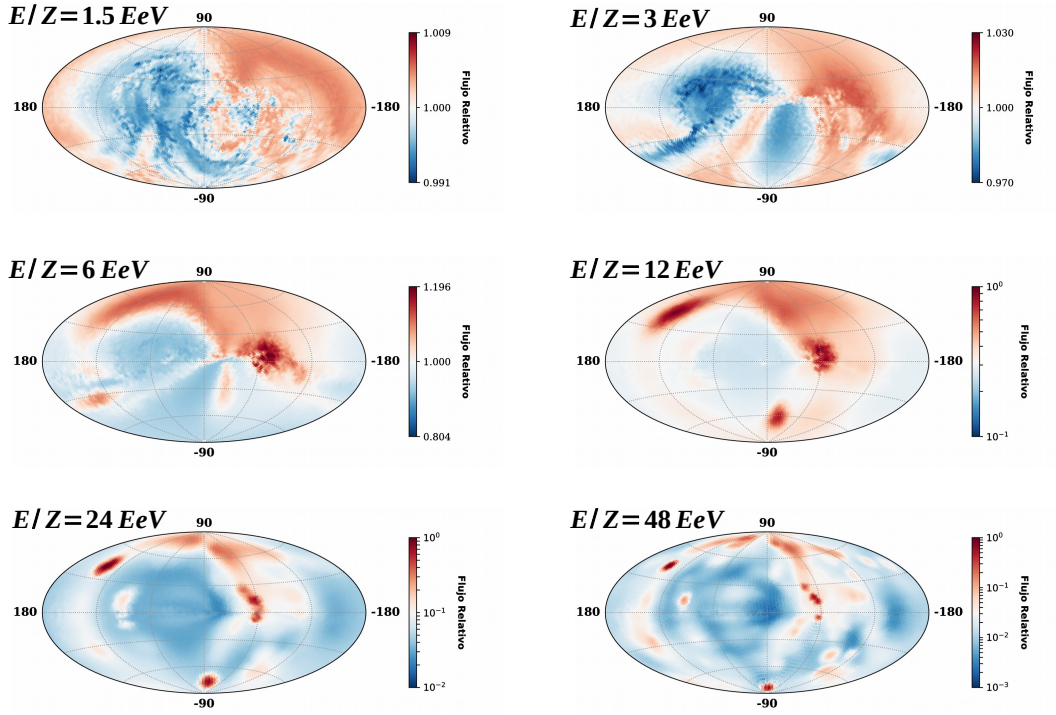


Figura 6.12: Igual que en la Figura 6.11 pero con $E_c = 3Z$ EeV.

afuera de la Galaxia. También se indica con la cruz gris la dirección del dipolo medido arriba de 8 EeV al igual que su contorno del 68 % de nivel de confianza. Lo primero que se puede notar es que el patrón que sigue la dirección del dipolo en función de la rigidez es diferente a los resultados de la sección anterior en la que se consideraba que el flujo que ingresa en la Galaxia es un dipolo puro. En este caso la dirección del dipolo a rigideces altas se mueve un poco hacia el norte galáctico y cuando $E/Z < 3$ EeV la dirección tiende hacia el disco galáctico o incluso hacia el sur. Los modelos que más se acercan al valor medido son aquellos para E/Z entre 1 y 3 EeV. Esto es compatible con los valores medios de E/Z esperados (entre 2 y 5 EeV) para los rayos cósmicos con energías del orden de 10 EeV según los valores inferidos de las mediciones de composición [54].

Para tener una medida cuantitativa de las amplitudes de las anisotropías a diferentes escalas angulares se acostumbra calcular el espectro angular de potencias C_ℓ , el cual es un promedio sobre los posibles valores de m del cuadrado de los coeficientes multipolares $a_{\ell m}$ del flujo,

$$C_\ell = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_{\ell m}|^2 \quad (6.13)$$

La Figura 6.14 muestra el espectro angular de potencias calculado para todos los

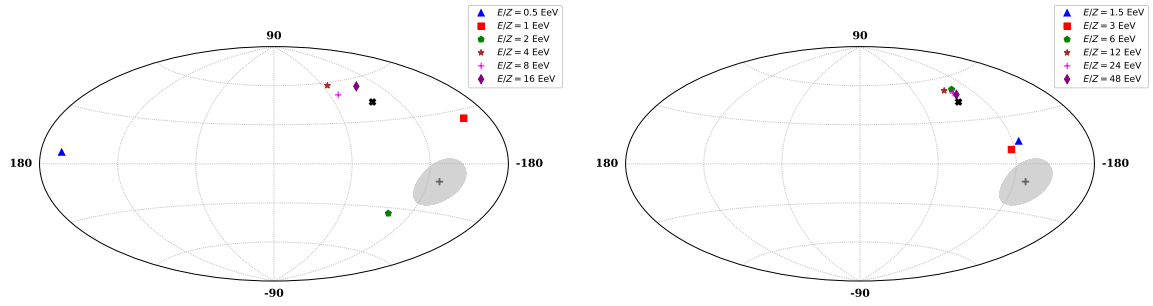


Figura 6.13: Dirección de la componente dipolar de los mapas de la Figura 6.11 (izquierda) y 6.12 (derecha). La equis negra indica la dirección afuera de la Galaxia $(\ell, b) = (264^\circ, 43^\circ)$ y la cruz gris es el dipolo medido para $E \geq 8$ EeV.

mapas presentados en las figuras anteriores dividido por C_0 , de esta forma los valores son independientes de la normalización del mapa, esto es, del flujo total en todo el cielo. Si bien las amplitudes de las anisotropías obtenidas a partir de los presentes mapas representan únicamente lo que sucede dentro de 100 Mpc, estos resultados son útiles para determinar el efecto que tiene el campo magnético galáctico en las anisotropías en un rango amplio de escalas angulares. Se puede observar que por efecto del campo magnético cuando las rigideces son bajas y por ende las deflexiones son importantes, se aumentan las amplitudes de los multipolos a escalas angulares pequeñas (ℓ grandes) y disminuye las amplitudes a escalas grandes, en particular la amplitud del dipolo es $\sim 50\%$ de la magnitud que ingresó al halo galáctico (antes del CMG). A rigideces grandes el campo magnético afecta menos las trayectorias de las partículas y las anisotropías son similares a las que ingresaron en la Galaxia, el dipolo que se observaría en la Tierra conserva más del 90 % de la amplitud original.

En la Figura 6.15 se comparan los C_ℓ estimados de las mediciones con $E \geq 8$ EeV con aquellos de las rigideces cuya dirección del dipolo apunta más cerca del dipolo medido arriba de 8 EeV. Para el modelo de campo magnético extra-galáctico con $E_c = Z$ EeV esto sucede en $E/Z = 1$ y 2 EeV, mientras que para $E_c = 3Z$ EeV ocurre a $E/Z = 1.5$ y 3 EeV. La rigidez que más se acerca a las mediciones es $E/Z = 2$ EeV. Sin embargo, las incertezas estadísticas son grandes y hacen que los valores medidos sean compatibles con los de todas las rigideces (y con cero) para $\ell > 2$. Una consideración que debe hacerse es que los resultados de las mediciones abarcan todos los RCs detectados arriba de un umbral de energía (8 EeV en este caso) y por lo tanto tendrá aportes del flujo a diferentes rigideces que van a modificar tanto la forma como las amplitudes de las anisotropías presentadas aquí. Sin embargo, debido a la forma empinada del espectro de RCs el aporte principal proviene de las rigideces cercanas al umbral⁶. Lo mismo

⁶El valor de E/Z aumenta con la energía si los valores medios de Z no aumentan más rápido que E . Este parece ser el caso en los RCs de alta energía según los resultados experimentales hasta el momento.

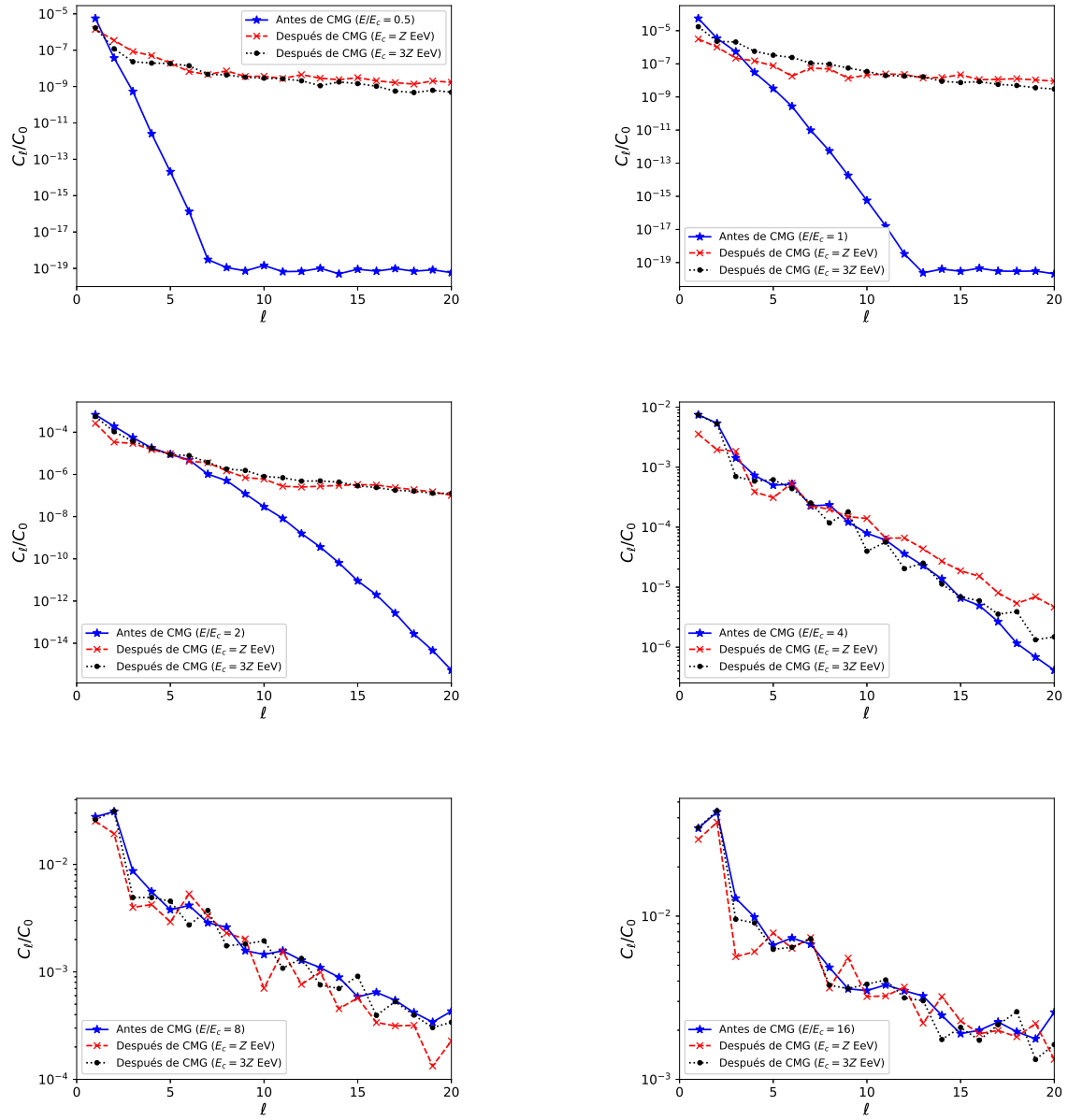


Figura 6.14: Espectro angular de potencias de los flujos representados en los mapas de las Figuras 6.10, 6.11 y 6.12.

sucede con la composición de masa, si el flujo de partículas que se observa es una mezcla de diferentes núcleos ocasionará una mixtura de flujos con diferentes rigideces con la misma proporción que las fracciones de cada uno de los núcleos presentes en la mezcla.

También hay que recordar que bajo la hipótesis de que el flujo de los rayos cósmicos provenientes de fuentes más lejanas que 100 Mpc es aproximadamente isótropo, las amplitudes de las anisotropías siempre serán iguales o menores que las reportadas en este capítulo ya que esta componente isótropa contribuye únicamente a aumentar el modo C_0 y depende de la fracción de rayos cósmicos que se esperan a cada energía provenientes de distancias menores a 100 Mpc. Para dar una idea cualitativa de las fracciones esperadas a diferentes distancias se muestra en la Figura 6.16 la densidad de RCs $n(r)$ multiplicada por r^2 en función de la distancia a la fuente r para el caso de protones (izquierda) y núcleos de carbono (derecha) a diferentes energías observadas. La fracción de RCs, $f_A(E, r)$, con energía E , masa A y producidos a distancias menores a r será el área bajo la curva correspondiente a esa energía, dividida por el área total, esto es:

$$f_A(E, r) = \frac{\int_0^r dr' n_A(r', E) r'^2}{\int_0^\infty dr' n_A(r', E) r'^2}, \quad (6.14)$$

donde se ha puesto explícita la dependencia de la densidad de rayos cósmicos con la energía y la masa de los mismos. Para protones, a energías bajas la fracción del flujo que viene de fuentes hasta 100 Mpc es grande debido principalmente al efecto del horizonte magnético⁷. A energías mayores, las partículas viajan más recto y pueden entonces llegar desde más lejos. Para las energías más grandes la distancia máxima de las fuentes que contribuyen está limitada por el horizonte GZK. Por otro lado, para núcleos más pesados (p. ej. el carbono) las distancias están limitadas por la foto-desintegración y generalmente tienen un horizonte más cercano en comparación con los protones (ver [12, 13, 99]). De acuerdo a los estudios de composición se infiere que a energías de 10 EeV los valores de Z están entre ~ 1.7 y 5; para núcleos con esta carga y energía se espera que un porcentaje grande venga de distancias menores a 100 Mpc (debido a los efectos de difusión en los campos magnéticos extra-galácticos considerados). Bajo estas consideraciones, los resultados para $E/Z = 2$ EeV representan una fracción importante del flujo real de rayos cósmicos que llegan con energías superiores a 8 EeV.

Otro aspecto a tener en cuenta es la posibilidad de que la densidad de fuentes de RCs sea menor que la densidad de galaxias considerada en el catálogo 2MRS, $2 \times 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3}$. Este sería el caso si por ejemplo, se consideraran escenarios más realistas en el cual no todas las galaxias pueden acelerar partículas hasta estas energías o en el que las

⁷El horizonte magnético es la distancia máxima desde la cual las partículas propagándose a través de campos magnéticos turbulentos pueden llegar al observador en un tiempo menor a la edad del universo.

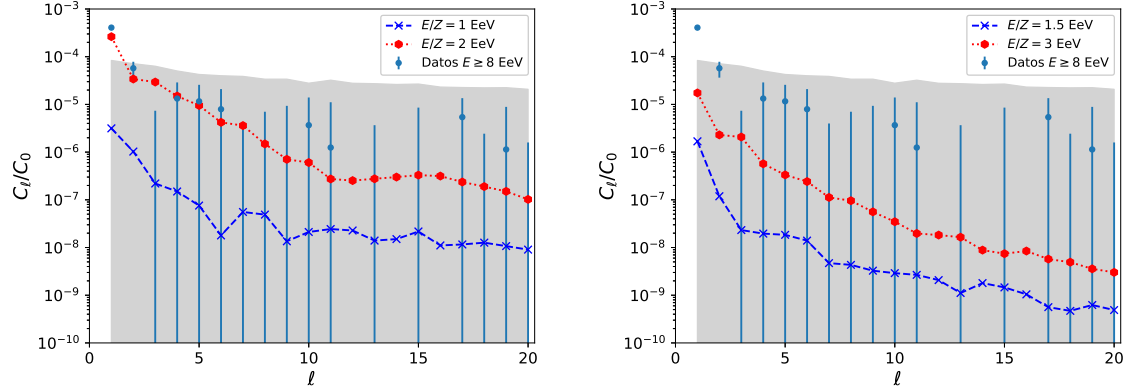


Figura 6.15: Espectro angular de potencias para las rigideces cuya dirección del dipolo se acerca a la observada en los dos escenarios de campo magnético turbulento extra-galáctico: $E_c = Z$ EeV (izquierda) y $E_c = 3Z$ EeV (derecha). Los puntos con barras de error corresponden a los resultados obtenidos para los rayos cósmicos con $E \geq 8$ EeV (Figura 5.11). Los puntos de los multipolos con valores negativos en los datos no se muestran debido a la escala logarítmica. La región sombreada corresponde al 99 % de nivel de confianza para una distribución isotrópica con el mismo número de eventos.

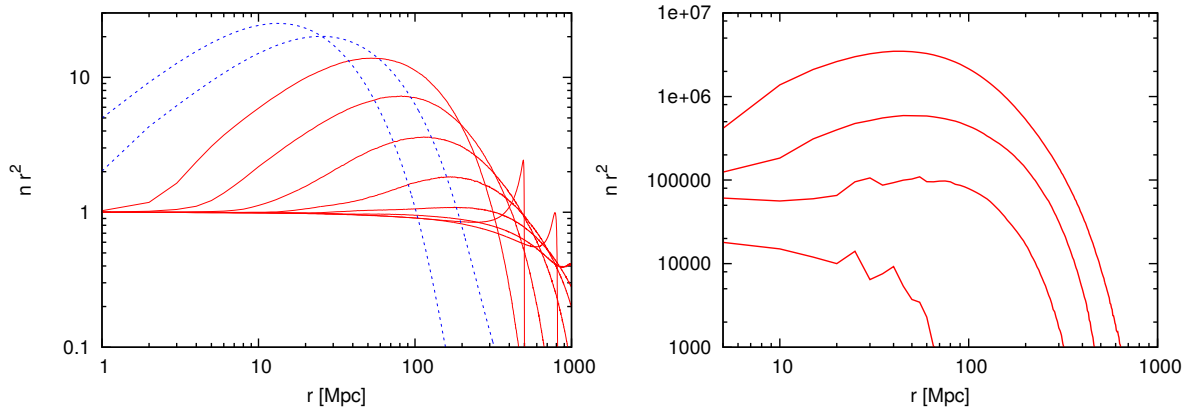


Figura 6.16: Densidad de rayos cósmicos $n(r)$ multiplicada por r^2 (en unidades arbitrarias) como función de la distancia del observador a la fuente para diferentes energías observadas (tomadas de [12, 99]). *Panel izquierdo:* protones con $E = 0.9, 1.5, 2.6, 4.4, 7.4, 12.5, 21.2$ y 36 EeV (líneas continuas desde arriba-izquierda hasta abajo-derecha) y $E = 0.1$ y 0.3 EeV (líneas discontinuas). *Panel derecho:* núcleos de carbono con $E = 4, 8, 17$ y 34 EeV (de arriba a abajo). En ambos casos se supone un campo magnético extra-galáctico con amplitud cuadrática media $B = 1$ nG y se tienen en cuenta las pérdidas de energía durante la propagación.

fuentes no están emitiendo todo el tiempo y por lo tanto en un dado momento algunas de ellas estarán «apagadas». Para ilustrar esta posibilidad, se han seleccionado al azar 1000 subconjuntos de galaxias tomadas del catálogo de 2MRS cada uno de ellos con una densidad de $2 \times 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$, esto es, dos ordenes de magnitud menor que la densidad del conjunto original. La Figura 6.17 muestra la mediana del espectro angular de potencias reconstruido a partir de los mapas de cada subconjunto, la región sombreada abarca el 90 % de los valores obtenidos. También se proporciona el espectro para el caso del catálogo completo. Puede verse que el impacto de la densidad de fuentes en la magnitud del dipolo es pequeño, esto se entiende porque la distribución de galaxias tiene una componente dipolar importante que se mantiene aún cuando el número de fuentes se reduce (siempre y cuando las muestras se tomen aleatoriamente sobre todo el volumen considerado). No pasa lo mismo con los multipolos a escalas angulares menores, los cuales se reducen debido a que al tener una densidad de fuentes menor, el flujo proviene de una cantidad de fuentes reducida y por lo tanto tiene menor estructura a escalas pequeñas. Estas características se mantienen para los dos valores de E/E_c explorados.

Por otro lado, resulta interesante comparar con el caso de una distribución de fuentes uniforme. Para obtenerla, se inicia con una fuente en una dirección al azar, que representa a la fuente más cercana y se prosigue añadiendo fuentes cada vez más alejadas en direcciones igualmente aleatorias. Las distancias radiales del observador a las fuentes, por simplicidad, se toman como el valor medio esperado para la i -ésimo objeto más cercano en una distribución homogénea, dado por $\langle r_i \rangle = (3/4\pi\rho)^{1/3} \Gamma(i+1/3)/\Gamma(i)$, siendo ρ la densidad de objetos y Γ la función gamma. En el panel izquierdo de la Figura 6.18 se muestra la media del espectro angular de potencias para 1000 simulaciones con una densidad $\rho = 2 \times 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$, una distancia máxima de 100 Mpc y para valores de $E/E_c = 2$. En comparación se muestran los resultados para la misma densidad tomados del conjunto de galaxias del catálogo 2MRS. Se observa que a todas las escalas angulares las anisotropías en el flujo de RCs son mayores cuando las fuentes siguen la distribución de materia local, en particular la amplitud del dipolo se incrementa en un factor 1.5 a 2. Esto no es sorprendente, ya que en el caso de la distribución uniforme las anisotropías provienen únicamente de los efectos de la propagación en los campos magnéticos extra-galácticos y por el contrario, cuando la distribución no es homogénea tiene una contribución adicional que se debe a esa falta de uniformidad espacial. Por otra parte, en el panel derecho se ilustra el efecto que tiene la densidad de fuentes en una distribución uniforme, como ejemplo se muestra la mediana del espectro angular obtenido de simulaciones con dos densidades distintas: $\rho = 2 \times 10^{-4}$ y $2 \times 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$. En este caso las anisotropías a escalas grandes (incluyendo el dipolo) son menores a densidades mayores puesto que hay muchas más fuentes que contribuyen al flujo, sin embargo esta tendencia se invierte después de una determinada escala (que depende del valor de E/E_c) similar al caso de la distribución no homogénea.

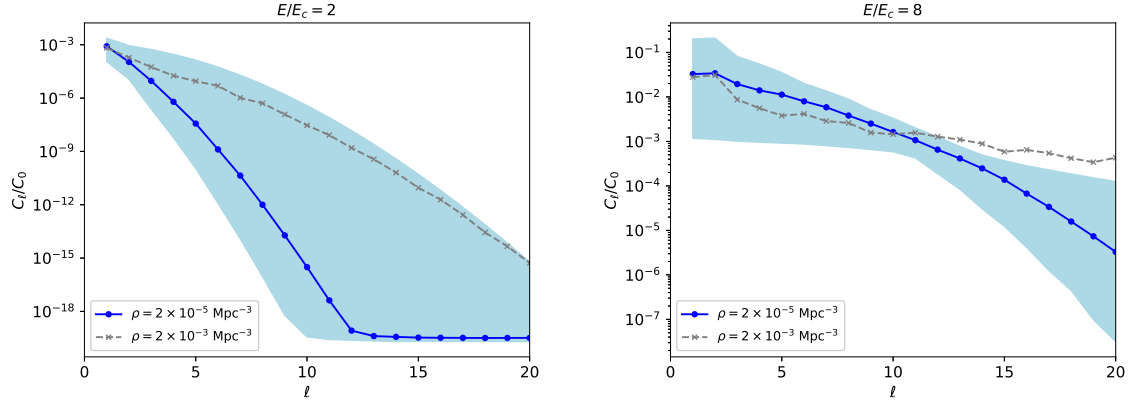


Figura 6.17: Espectro angular de potencias para $E/E_c = 2$ (izquierda) y $E/E_c = 8$ (derecha). La línea discontinua es el resultado suponiendo como fuentes el catálogo completo de 2MRS cuya densidad es $\rho = 2 \times 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3}$. La línea continua es la mediana de 1000 subconjuntos del catálogo tomados al azar, cada uno con densidad $\rho = 2 \times 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$. La región sombreada contiene el 90 % de los resultados de los subconjuntos.

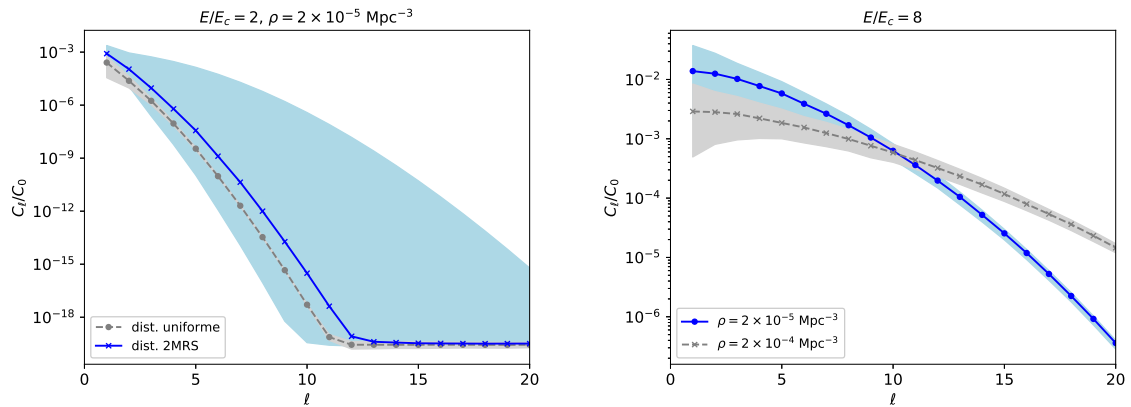


Figura 6.18: *Panel izquierdo:* Espectro angular de potencias para $E/E_c = 2$ con una densidad de fuentes $\rho = 2 \times 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$. La línea continua es igual que en la Figura 6.17 y la línea discontinua corresponde al caso de una distribución de fuentes uniforme. *Panel derecho:* Espectro angular de potencias obtenido de simulaciones de distribuciones uniformes con dos densidades diferentes. Las bandas contienen el 90 % de las simulaciones.

En síntesis, la anisotropía dipolar observada en el flujo de RCs con energías superiores a 8 EeV, es difícilmente explicada bajo la suposición de que las fuentes dominantes hasta estas energías se encuentran dentro de la Galaxia. Como se vio, el máximo del dipolo se espera que apunte en una dirección cercana al centro galáctico si las fuentes están distribuidas como la materia luminosa conocida, más aún, el efecto del campo magnético de la Galaxia tiende a desplazar el dipolo hacia el hemisferio contrario al cual se encuentra el valor medido. Por otra parte, los escenarios de origen extra-galáctico proveen predicciones que pueden ser compatibles con los resultados experimentales pero que dado el carácter simplificado de las simulaciones presentadas aquí tienen sus limitaciones. En este contexto, se discutieron las características generales más relevantes sin llegar a un nivel de detalle muy exhaustivo, los campos magnéticos tanto galácticos como extra-galácticos parecen jugar un rol importante en la distribución de las direcciones de arribo de las partículas que se observa. Suponiendo que la distribución de RCs que llega al halo de la Galaxia es puramente dipolar, la magnitud y dirección de este dipolo entrante cambia por efecto del CMG. Las direcciones del máximo tienden hacia dos regiones coincidentes con el brazo espiral exterior e interior, la anisotropía observada se encuentra cerca de la región del brazo exterior. En un escenario un poco más general, se supone que el flujo que ingresa en la Galaxia tiene la distribución de la materia a escala local (hasta ~ 100 Mpc). Teniendo en cuenta la dispersión angular asociada con los fenómenos de difusión en el campo turbulento extra-galáctico, el flujo esperado tiene una componente predominantemente dipolar a valores de E/E_c de entre 0.5 y 2 en los cuales impera el régimen de propagación difusiva. La distribución (después de atravesar el CMG) que más se acerca a los resultados experimentales, tanto en la dirección del dipolo como en el espectro angular de potencias, es la que corresponde a $E/E_c = 2$ en el caso de $E_c = Z$ EeV (concerniente a un campo magnético extra-galáctico turbulento con amplitud cuadrática media de 1 nG y longitud de coherencia de 1 Mpc), equivalente a una rigidez $E/Z = 2$ EeV, que es compatible con los valores inferidos de las observaciones de composición de los RCs a energías de 10 EeV los cuales son $E/Z \simeq 2$ a 5 EeV. La fracción de RCs proveniente de distancias menores a 100 Mpc afecta a estas predicciones, disminuyendo las amplitudes de las anisotropías a todas las escalas angulares. Dicha fracción se obtiene teniendo en cuenta de manera minuciosa las pérdidas de energía durante la propagación de los RCs en el medio intergaláctico. Adicionalmente, la composición de masa va a generar mezclas de flujos con diferentes rigideces, lo que en la práctica se traduce en combinación de mapas como los presentados aquí, los cuales representan el caso simplificado de una composición pura. Para obtener un panorama mucho más realista se requiere entonces de simulaciones detalladas de todo el proceso de aceleración y propagación desde las fuentes. Esto implica también tener mediciones precisas de la composición hasta las energías más altas, lo cual no se tiene con ninguno de los experimentos actuales (pero

se espera tener en un futuro cercano con las mejoras al observatorio Pierre Auger). No obstante, los resultados mostrados motivan el estudio de los RCs de alta energía con origen en los objetos astrofísicos del vecindario de la Vía Láctea.

Capítulo 7

Conclusiones

“When you reach the end of your rope, tie a knot in it and hang on.”

— Franklin D. Roosevelt

Se ha discutido en este trabajo cómo entender y corregir los efectos de los cambios en las variables de la atmósfera que tienen un impacto en el desarrollo de las lluvias atmosféricas extendidas. Se han analizado los datos tomados por los dos arreglos de detectores de superficie del observatorio Pierre Auger, el SD 1500 y el SD 750. La influencia de los cambios atmosféricos depende de la manera en que se realiza la reconstrucción de las cascadas de partículas, y en particular de la distancia al eje de la lluvia adoptada para obtener la señal que se usará como estimador de la energía, siendo de 1000 m para el SD 1500 y 450 m para el SD 750. Se ha parametrizado la dependencia de esta señal con las variaciones de la densidad del aire y la presión. Se ha encontrado que a las alturas relevantes (700 m a 1000 m sobre el nivel del suelo) en el desarrollo de las lluvias que afectan las señales medidas en el suelo, las modulaciones diarias de temperatura (y en consecuencia las de densidad) además de tener amplitudes menores que las registradas en tierra presentan un retraso temporal de ~ 2 h. Teniendo en cuenta este retardo se mejora el ajuste del modelo a la tasa de eventos por hora del día. Aunque el estimador de la energía en lluvias individuales podría estar afectado hasta en $\sim 7\%$ por las variaciones en las condiciones atmosféricas, se espera que la energía promedio de todos los eventos no tenga un cambio mayor al $\sim 0.5\%$. Los resultados de este análisis se han implementado en el algoritmo de reconstrucción oficial del observatorio Pierre Auger con el fin de mejorar la asignación de la energía de los RCs, y se han usado como corrección de efectos sistemáticos en los estudios de anisotropías presentados en esta tesis.

Se ha evaluado la pertinencia de incluir los eventos que cumplen el criterio de disparo 5T5 en los estudios de anisotropías a escalas angulares grandes. Se ha encontrado que para energías superiores a 4 EeV el sesgo en la estimación de la energía es en promedio

0.3 % y tiene dispersiones de entre 5 % y 8 %. Estos valores son mucho menores que las incertezas estadísticas en la determinación de la energía, las cuales son de 16 % arriba de 4 EeV y 12 % arriba de 8 EeV, y el error sistemático en la escala de energía que es de 14 %. La reconstrucción de la dirección de arribo difiere en promedio 0.4° en tanto que la resolución angular del observatorio a estas energías es de $\sim 1^\circ$. Se concluye entonces que la utilización de los eventos 5T5 para estudios de anisotropías a energías arriba de 4 EeV es confiable y no introducirá errores sistemáticos significativos en los resultados. El aumento en la estadística logrado con el cambio en la condición de disparo es de 18 %.

Se ha reportado la primera medición con significación mayor a 5σ de una anisotropía en las direcciones de llegada de los rayos cósmicos de ultra-alta energía. Ésta corresponde a una modulación del primer armónico en ascensión recta que emerge a $E \geq 8$ EeV cuya amplitud y fase son: $4.7_{-0.7}^{+0.9} \%$ y $100^\circ \pm 10^\circ$, respectivamente. Combinando con los resultados del primer armónico en azimut, la anisotropía puede describirse por un dipolo con una magnitud de $6.5_{-0.9}^{+1.3} \%$ apuntando en la dirección con ascensión recta $\alpha_d = 100^\circ \pm 10^\circ$ y declinación $\delta_d = -24_{-13}^{+12^\circ}$. En el intervalo entre 4 y 8 EeV la amplitud del dipolo es de $2.5_{-0.7}^{+1.0} \%$ en dirección $\alpha_d = 80^\circ \pm 60^\circ$ y $\delta_d = -75_{-8}^{+17^\circ}$.

Se ha subdividido el rango de energías superiores a 8 EeV en tres intervalos: [8,16] EeV, [16,32] EeV y $E \geq 32$ EeV. Las fases no son muy diferentes en los tres rangos de energía y la amplitud del dipolo exhibe una tendencia de crecimiento con la energía para $E > 4$ EeV.

Se han reconstruido las componentes cuadrupolares a partir del análisis de Fourier del primer y segundo armónicos en ascensión recta y azimut. Ninguna de las componentes de este multipolo es significativa.

Los resultados del dipolo y cuadrupolo reportados han sido chequeados mediante la implementación de métodos alternativos basados en una expansión multipolar del flujo de RCs, los valores de los diferentes métodos son compatibles entre sí dentro de las incertidumbres que se tienen.

A energías por debajo del 100 % de eficiencia del detector, el análisis de Fourier en ascensión recta es realizable siempre y cuando los errores sistemáticos que afectan la eficiencia de disparo sean corregidos. Se ha propuesto una parametrización que permite tener en cuenta los efectos de las condiciones atmosféricas en dicha eficiencia de detección. Para evaluar si los efectos sistemáticos están bajo control se han reconstruido las amplitudes del primer armónico en frecuencia solar y anti-sidérea. Los resultados sugieren que para el caso del SD 1500 es seguro la implementación del análisis de Fourier a energías superiores a 1 EeV y para el SD 750 el umbral es 0.1 EeV. A energías inferiores se ha implementado el método Este-Oeste, el cual es poco sensible a los errores sistemáticos que afectan la distribución de los eventos en ascensión recta.

Si bien la significación estadística de las amplitudes medidas no es alta, se ha

observado una tendencia de crecimiento del dipolo ecuatorial con la energía que va desde $d_{\perp} \simeq 10^{-3}$ a energías en los PeV, a valores de $\sim 10^{-2}$ en los EeV y alcanzando $\sim 10^{-1}$ a 30 EeV. En lo que respecta a las fases, se ha identificado una transición de valores cercanos a la dirección del centro de la Galaxia ($\alpha_d \simeq \alpha_{CG} = -94^\circ$) a energías bajas hacia direcciones casi opuestas ($\alpha_d \simeq 100^\circ$) a las energías más altas, lo cual motiva la idea de una transición de rayos cósmicos de origen galáctico a extra-galáctico ocurriendo a energías de entre 1 y 5 EeV.

Los modelos que proponen un origen galáctico de los rayos cósmicos hasta las energías más altas están en conflicto con los resultados experimentales de anisotropía y composición. La dirección del máximo del dipolo con energías por encima de 8 EeV apunta a $\sim 125^\circ$ del centro de la Galaxia. Se ha propuesto un modelo de fuentes distribuidas como la materia luminosa en la Vía Láctea y se ha reconstruido la dirección del máximo del dipolo teniendo en cuenta los efectos del campo magnético galáctico de los modelos PT11 y JF12. Los resultados sugieren que para valores grandes de E/Z el dipolo apunta hacia el centro galáctico como es de esperarse ya que la densidad de materia es mayor en esa zona y el campo magnético afecta poco las trayectorias de las partículas. Por otro lado, para E/Z del orden de 2 EeV el efecto del campo magnético es importante y la dirección del dipolo se desplaza, pero lo hace hacia el hemisferio contrario al cual se encuentra el dipolo medido.

Escenarios más plausibles para entender la anisotropía observada son aquellos que proponen un origen extra-galáctico del flujo de RCs a energías altas. Se ha investigado el efecto del CMG en una anisotropía puramente dipolar del flujo que ingresa en la Galaxia. Se han encontrado dos zonas de convergencia de las direcciones de los dipolos, tales regiones coinciden con los brazos espirales interior y exterior, en otras palabras, los dipolos cuyo flujo máximo fuera del halo galáctico se encuentra en el hemisferio izquierdo tienden a desviarse por efectos del CMG hacia el brazo espiral interior $(\ell, b) \simeq (80^\circ, 0^\circ)$ mientras que aquellos en los cuales el máximo se encuentra en el hemisferio derecho tenderán hacia el brazo espiral exterior $(\ell, b) \simeq (-100^\circ, 0^\circ)$. Esta tendencia es la misma bajo los dos modelos de campo magnético adoptados.

Se han construido mapas del flujo relativo de rayos cósmicos provenientes de fuentes cuya distribución es la misma de la materia en el universo local. Como muestra de esa materia se ha tomado el catálogo de galaxias de 2MRS, limitado en volumen a una esfera de radio 100 Mpc. El flujo procedente de cada fuente tiene en cuenta la dispersión angular por los efectos de la propagación en el campo magnético turbulento extra-galáctico. Se han construido mapas para diferentes valores de E/E_c , aquí E_c es la energía para la cual el radio de Larmor efectivo es igual a la longitud de coherencia del campo magnético turbulento extra-galáctico. Se ha calculado la dirección del máximo del dipolo y el espectro angular de potencias hasta $\ell = 20$ para cada mapa antes y después de atravesar el campo magnético de la Galaxia, ilustrando dos casos de campo

magnético extra-galáctico: $E_c = Z$ EeV y $E_c = 3Z$ EeV (correspondientes a $B = 1$ nG y 3 nG, respectivamente, para una longitud de coherencia de 1 Mpc). El dipolo antes del CMG no depende de E/E_c y apunta en la dirección en coordenadas galácticas $(\ell, b) \simeq (264^\circ, 43^\circ)$, siendo consistente con el dipolo pesado por flujo reconstruido usando el mismo catálogo de galaxias, para el cual el máximo se encuentra en $(\ell, b) = (256^\circ \pm 10^\circ, 36^\circ \pm 9^\circ)$. Luego de atravesar el campo magnético galáctico, la dirección del dipolo cambia en dependencia de la cantidad E/Z , los valores para los cuales la dirección se acerca más al dipolo medido arriba de 8 EeV son: $E/E_c = 1$ y 2 en el caso de $E_c = Z$ EeV y $E/E_c = 0.5$ y 1 cuando $E_c = 3Z$ EeV. Se ha obtenido que para rigideces bajas (E/Z aproximadamente entre 0.5 y 2 EeV) el CMG disminuye las amplitudes de las anisotropías a escalas grandes y aumenta las de escalas pequeñas, en particular la amplitud del dipolo se reduce a $\sim 50\%$ del valor que tenía antes de la propagación en el CMG. Por otro lado, para las rigideces grandes ($E/Z \gtrsim 8$ EeV) el efecto del campo magnético es menor y las anisotropías son similares a las que ingresaron en la Galaxia, el dipolo que se observaría en la Tierra conserva más del 90 % de la amplitud original.

Se ha determinado que el efecto de la densidad de fuentes es poco relevante en la amplitud del dipolo cuando dichas fuentes siguen la distribución de materia local pero si es importante para una distribución uniforme. A escalas angulares grandes las anisotropías son menores si la densidad aumenta pero este comportamiento se invierte a escalas angulares más pequeñas puesto que una densidad de fuentes baja tiene menos estructura a esas escalas. Por otro lado, las anisotropías son de menor amplitud si la distribución de fuentes es uniforme. En particular, la amplitud del dipolo es un factor entre 1.5 y 2 veces más grande para la distribución no uniforme con una densidad de fuentes $\rho = 2 \times 10^{-5} \text{ Mpc}^{-3}$. Este factor es similar a cualquier energía.

El origen de los RCs de alta energía sigue siendo una incógnita, pero los resultados de los estudios de anisotropías presentados en este trabajo indican que su origen es muy probablemente extra-galáctico y con una componente importante proveniente del universo local (hasta 100 Mpc). Estudios futuros que incluyan mediciones con mayor precisión de la composición de masa serán claves para desentrañar la relación entre las anisotropías observadas y el origen de estas partículas.

Apéndice A

Sistemas de coordenadas celestes

En este apéndice se dará un resumen de tres de los sistemas de coordenadas más usados para localizar y determinar direcciones en el cielo: coordenadas locales, coordenadas ecuatoriales y coordenadas galácticas. También se darán las expresiones para convertir de un sistema a otro.

A.1. Coordenadas Locales

El sistema de coordenadas locales o también llamado coordenadas horizontales, localiza los objetos de acuerdo a un sistema centrado en la posición del observador. El ecuador en este sistema está definido por la intersección del plano tangente a la superficie de la Tierra en la ubicación del observador y la esfera celeste¹ [115]. La localización de un objeto está dada por dos ángulos: La *altitud* a medida desde el plano ecuatorial en dirección al cenit del observador (el cenit corresponde al punto sobre la esfera celeste directamente arriba del observador y corresponde a una altitud de 90°). Suele expresarse en lugar de la altitud el ángulo *cenital* θ que es el ángulo complementario a la altitud; $\theta = 90 - a$. El segundo ángulo es el *azimutal* ϕ medido sobre el plano ecuatorial tomando como referencia algún punto (ver figura A.1), por ejemplo, el observatorio Pierre Auger define el cero hacia el Este y crece en dirección Norte (Anti-horario). La altitud mide ángulos entre -90° y 90° aunque la parte de altitud negativa no es visible por el observador. El azimut recorre desde 0° hasta 360° . Se debe tener en cuenta además que este sistema al estar fijo con el observador se mueve con la rotación de la Tierra.

¹La esfera celeste se define como la esfera imaginaria de radio infinito centrada en la Tierra

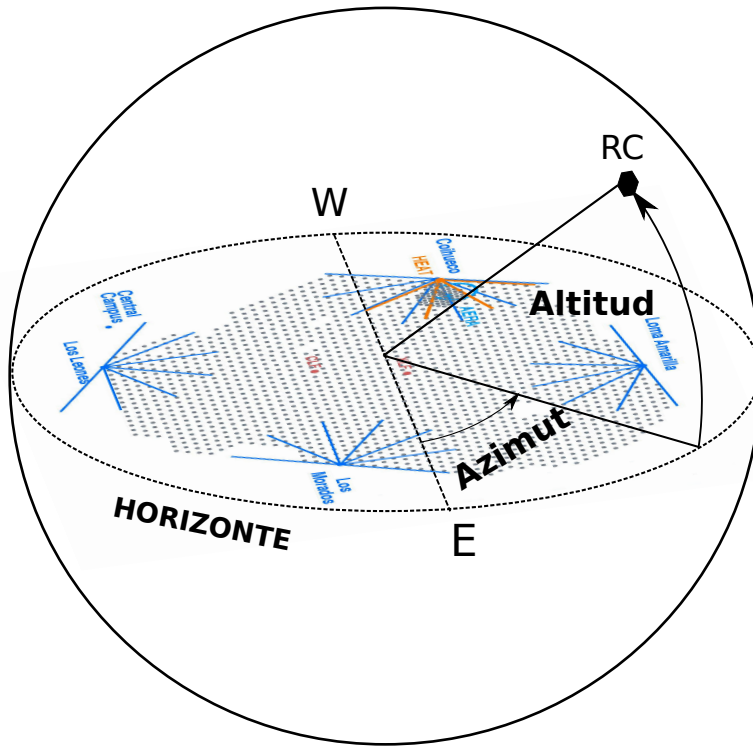


Figura A.1: Sistema Local de coordenadas. Los objetos se ubican con dos ángulos la altitud a y el azimut ϕ . Esta es la convención usada por el observatorio Pierre Auger en la cual el azimut se mide a partir del Este y en dirección Norte.

A.2. Coordenadas Ecuatoriales

En este sistema el ecuador es la intersección del plano ecuatorial de la Tierra con la esfera celeste. Los polos celestes coinciden con los polos terrestres, los círculos máximos que intersectan los polos se denominan *meridianos*. La *ascensión recta* α es el ángulo en el plano ecuatorial que va desde el equinoccio vernal² hasta el meridiano del objeto. La *declinación* δ es el ángulo de elevación con respecto al plano ecuatorial (ver figura A.2).

Las coordenadas ecuatoriales de un objeto cambian lentamente año tras año debido a la precesión del eje de rotación de la Tierra (con un período de ~ 25770 años) con respecto a un eje perpendicular al plano de la eclíptica. Debido a que las coordenadas ecuatoriales están fijas al ecuador terrestre y relativas al equinoccio vernal, el sistema de coordenadas se mueve conforme la Tierra precede. La coordenadas de un objeto celeste cambiarán lentamente ($\sim 1'$ por año) y es necesario entonces asignar una época para tales coordenadas.

²El equinoccio vernal es el punto donde el Sol cruza el ecuador terrestre de sur a norte aproximadamente el 21 de marzo, es decir, es uno de los dos puntos de intersección de la eclíptica con el ecuador terrestre.

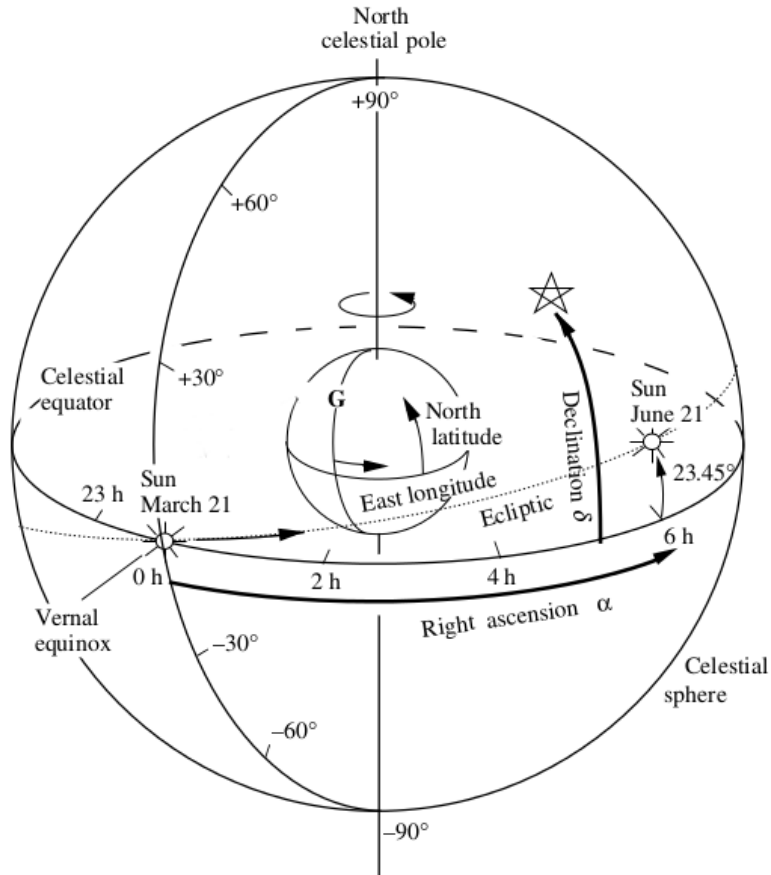


Figura A.2: Sistema de coordenadas ecuatoriales. Los objetos se ubican con dos ángulos: la ascensión recta α y la declinación δ [115].

A.3. Coordenadas Galácticas

En este sistema el plano ecuatorial coincide con el plano de nuestra Galaxia. Este plano está inclinado un ángulo de 62.6° con respecto al plano del ecuador terrestre. El polo Norte (NGP) de este sistema está ubicado en $(\alpha_{GP}, \delta_{GP}) = (192.25^\circ, 27.4^\circ)^3$ [115]. Las dos coordenadas usadas para definir una posición son la *longitud galáctica* ℓ y la *latitud galáctica* b . La longitud se mide a lo largo del plano ecuatorial y se define $\ell = 0^\circ$ hacia el centro de la Galaxia. La latitud es el ángulo de elevación con respecto al plano ecuatorial galáctico (ver figura A.3).

A.4. Transformaciones

Los tres sistemas de coordenadas presentados son simplemente redefiniciones de la posición de un objeto en la esfera celeste. Por lo tanto es posible convertir las coordenadas del objeto de un sistema a otro mediante ecuaciones de transformación

³Estos valores son para la época B1950

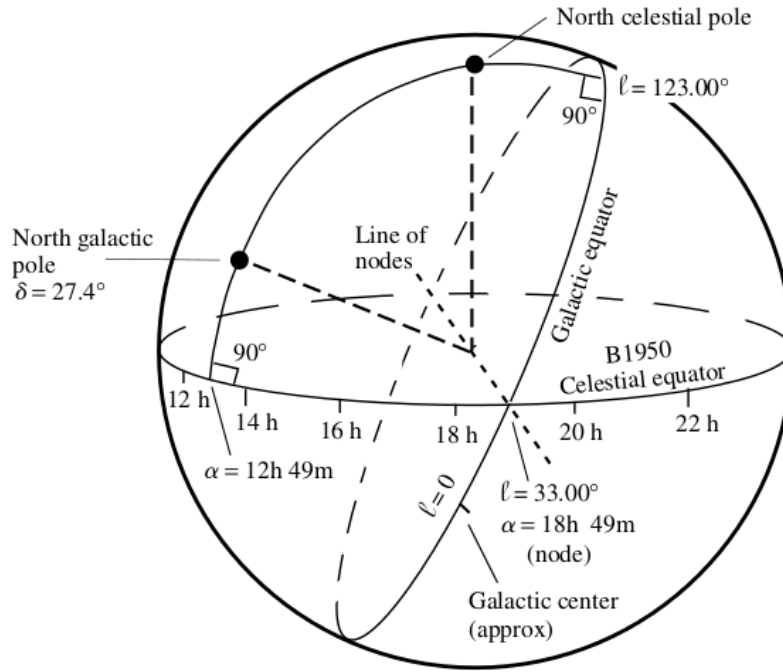


Figura A.3: Sistema de coordenadas galácticas. Referido al sistema ecuatorial en la época B1950. Los objetos se ubican con dos ángulos: la longitud galáctica ℓ y la latitud galáctica b [115].

Galácticas ↔ Ecuatoriales

La transformación entre coordenadas galácticas y ecuatoriales está dada por las siguientes fórmulas

$$\sin b = \sin \delta \sin \delta_{GP} + \cos \delta \cos(\alpha - \alpha_{GP}) \cos \delta_{GP} \quad (\text{A.1})$$

$$\cos b \cos(\ell - \ell_0) = \cos \delta \sin(\alpha - \alpha_{GP}) \quad (\text{A.2})$$

$$\cos b \sin(\ell - \ell_0) = \sin \delta \cos \delta_{GP} - \cos \delta \cos(\alpha - \alpha_{GP}) \sin \delta_{GP} \quad (\text{A.3})$$

$$\cos \delta \cos(\alpha - \alpha_{GP}) = -\cos b \sin(\ell - \ell_0) \sin \delta_{GP} + \sin b \cos \delta_{GP} \quad (\text{A.4})$$

$$\sin \delta = \cos b \sin(\ell - \ell_0) \cos \delta_{GP} + \sin b \sin \delta_{GP} \quad (\text{A.5})$$

donde α_{GP} y δ_{GP} son la ascensión recta y la declinación del polo norte galáctico en una época determinada, ℓ_0 es la longitud del punto de intersección entre el ecuador galáctico y el ecuador celeste (el de las coordenadas ecuatoriales) también determinado para la misma época (33° para la época B1950)

Ecuatoriales \leftrightarrow Locales

$$\sin \theta \cos \phi = -\cos \delta \sin(\alpha^0 - \alpha) \quad (\text{A.6})$$

$$\sin \theta \sin \phi = \sin \delta \cos \delta_0 - \cos \delta \cos(\alpha^0 - \alpha) \sin \delta_0 \quad (\text{A.7})$$

$$\cos \theta = \sin \delta_0 \sin \delta + \cos \delta_0 \cos \delta \cos(\alpha^0 - \alpha) \quad (\text{A.8})$$

$$\cos \delta \sin(\alpha^0 - \alpha) = -\sin \theta \cos \phi \quad (\text{A.9})$$

$$\cos \delta \cos(\alpha^0 - \alpha) = \cos \theta \cos \delta_0 - \sin \theta \sin \phi \sin \delta_0 \quad (\text{A.10})$$

$$\sin \delta = \sin \delta_0 \cos \theta + \cos \delta_0 \sin \theta \sin \phi \quad (\text{A.11})$$

El azimut ϕ está medido desde el Este y en dirección Norte, θ es el ángulo cenital, es decir, medido desde el cenit del observador siguiendo el círculo máximo hacia el horizonte, δ_0 es la latitud del observador (su declinación en el sistema ecuatorial) y α^0 es la ascensión recta del cenit del observador, también llamada Tiempo Sidereo Local (LST).

Apéndice B

Retardo temporal en la modulación de la temperatura de la atmósfera arriba del nivel del suelo

Es conocido que la modulación diaria de la temperatura del aire, tanto la amplitud como la fase, dependen de la altura sobre el nivel del suelo considerada y además esta dependencia también varia con la ubicación [116]. Es interesante chequear cómo se relacionan las condiciones atmosféricas a diferentes alturas con aquellas a nivel del suelo en Malargüe. Para este propósito se utilizaron datos del (GDAS). Éste es un modelo atmosférico global que provee las principales variables de estado como función de la altura sobre el nivel del mar cada tres horas [117]. Para este estudio se tomó un año completo de datos de temperatura desde 21/12/2009 hasta 21/12/2010 a diferentes altitudes. Para cada altitud se calcula el promedio de la temperatura en cada una de las horas disponibles, estos valores se muestran en la Figura B.1. La curva de 1400 m corresponde a la temperatura a nivel del suelo en Malargüe. Para cuantificar las características de la modulación a cada altura se realiza un ajuste a una función periódica de la forma,

$$T(t) = \langle T \rangle + A \cos[\pi(t - t_d)/12 \text{ h}] \quad (\text{B.1})$$

Los resultados de este ajuste se resumen en la Tabla B.1. Se puede notar un corrimiento de la hora en la que ocurre el máximo de la modulación t_d hacia valores mayores conforme aumenta la altitud. Este corrimiento es de alrededor de 2 horas entre las curvas de 1400 m y las demás. Esto es una indicación de que a las alturas relevantes para los efectos en las lluvias atmosféricas (aproximadamente dos longitudes de radiación, correspondientes a $700 \text{ m} \cos \theta$ sobre el suelo) la modulación diaria de la temperatura está retrasada cerca de 2 horas con respecto a la que se mide a nivel del suelo. También se puede observar en estos resultados que la amplitud A de la modulación diaria de la temperatura decrece con la altitud.

Tabla B.1: Parámetros del ajuste a los datos de temperatura de GDAS a diferentes alturas sobre el nivel del mar. El ajuste se hace a una función del tipo de la ec. (B.1)

Altitud [m]	$\langle T \rangle [^{\circ}\text{C}]$	$A [^{\circ}\text{C}]$	$t_d [\text{h}]$
1400	12.4 ± 0.1	5.6 ± 0.2	17.5 ± 0.1
2000	9.5 ± 0.1	2.1 ± 0.2	19.2 ± 0.3
2400	7.0 ± 0.1	1.4 ± 0.2	19.4 ± 0.4
2950	3.7 ± 0.1	0.9 ± 0.1	19.6 ± 0.6

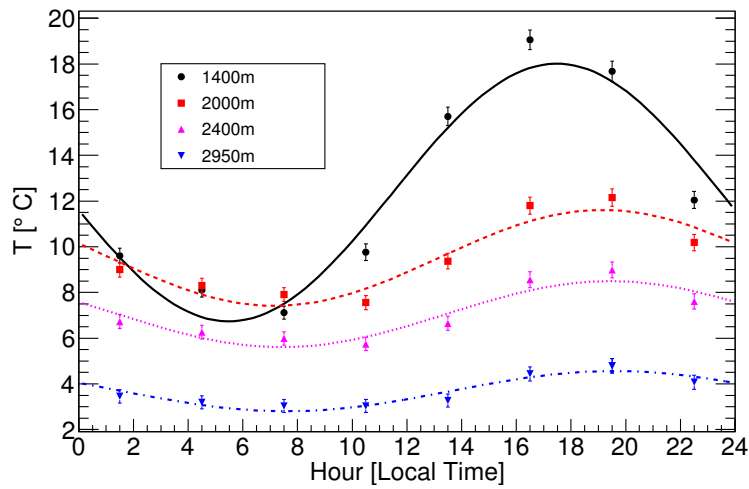


Figura B.1: Temperatura promedio durante un año vs. hora del día en Malargüe para diferentes altitudes sobre el nivel del mar.

Apéndice C

Chequeo de efectos sistemáticos en los eventos 5T5

C.1. Distribución azimutal de la estación faltante

Mientras que se espera que la reconstrucción de la energía y/o la dirección de arribo de los eventos 5T5 no tenga relación alguna con la ascensión recta, una dependencia con el ángulo azimutal sí es posible debido a la orientación de la estación faltante. Si existe un efecto sistemático en la reconstrucción de la energía que depende de la posición del tanque faltante con respecto a la dirección del RC y adicionalmente sucede que existen más eventos llegando cuando la estación faltante está en el norte que cuando está en el sur, entonces aparecerá una modulación espuria en la distribución norte-sur de las direcciones de arribo.

En este apéndice se estudiará la distribución azimutal de la estación faltante de 13432 eventos 5T5 con energías superiores a 4 EeV y $\theta < 60^\circ$ reconstruidos usando el código oficial de reconstrucción del Observatorio Pierre Auger (CDAS v5r2), con una leve modificación que permite identificar el ángulo azimutal de la estación faltante de acuerdo a la Figura C.1.

Los resultados de la distribución de los eventos para dos bins de energía; $4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ y $E \geq 8 \text{ EeV}$ se muestran en la Figura C.2. La curva corresponde al ajuste a una función periódica de la forma:

$$N(\phi_T) = N_0(1 + A_1 \sin \phi_T + B_1 \cos \phi_T + A_2 \sin 2\phi_T + B_2 \cos 2\phi_T). \quad (\text{C.1})$$

Los resultados del ajuste se muestran en la Tabla C.1. En ninguno de los dos bins de energía existe una modulación significativa del número de eventos como función del ángulo azimutal del tanque que falta ϕ_T .

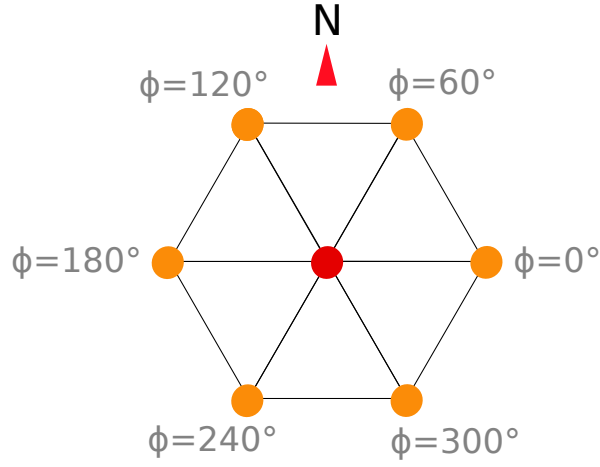


Figura C.1: Angulo azimutal correspondiente a cada estación en un hexágono.

Tabla C.1: Coeficientes del ajuste de la ec. (C.1) a los eventos 5T5.

E [EeV]	N_0	A_1	B_1	A_2	B_2
4-8	1600 ± 53	0.04 ± 0.05	0.02 ± 0.05	-0.01 ± 0.05	-0.02 ± 0.05
≥ 8	635 ± 27	0.03 ± 0.06	-0.03 ± 0.06	0.03 ± 0.06	-0.01 ± 0.06

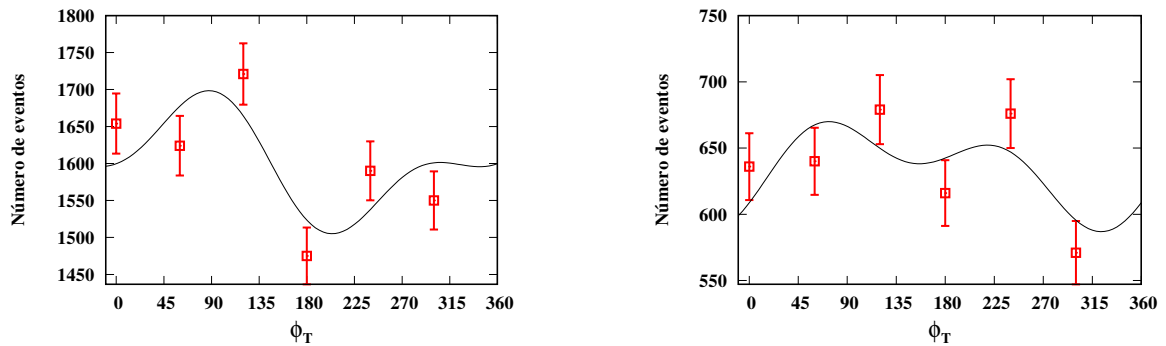


Figura C.2: Distribución de los eventos 5T5 con respecto al ángulo azimutal de la estación que falta ϕ_T . La curva es el ajuste a una función periódica del tipo de la ec. (C.1). La figura izquierda corresponde al bin de energía entre 4 y 8 EeV y la derecha al bin con $E \geq 8$ EeV.

C.2. Sesgo en la estimación de la energía de eventos 5T5 artificiales

Mediante el uso de los eventos 6T5 se pueden emular eventos 5T5, sólo basta con «apagar» una de las estaciones vecinas al detector con mayor señal. De esta manera, se puede evaluar el impacto que tiene remover una estación en la reconstrucción de la energía y la dirección de llegada.

En este análisis se utilizaron 16230 eventos 6T5 recolectados durante 2013 y 2014, con energías superiores a 4 EeV y ángulos cenitales menores a 60° . De cada evento 6T5 se obtienen 6 eventos 5T5 artificiales, uno por cada estación vecina que se desactiva. Del total de estos eventos se conservan sólo aquellos que satisfacen el criterio de contención del núcleo de la lluvia, es decir, aquellos en los que el punto de contacto del núcleo con el suelo se encuentra dentro de un triángulo rectángulo o isósceles (ver apartado 5.3.1).

El sesgo en la energía, definido como

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_{6T5} - E_{5T5}}{E_{6T5}}, \quad (\text{C.2})$$

se muestra en la Figura C.3 para dos bins de energía, $4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ y $E \geq 8 \text{ EeV}$. Las energías E_{6T5} y E_{5T5} corresponden a la energía antes y después de remover una de las estaciones, respectivamente. En el eje horizontal se muestra el ángulo relativo entre el azimut del evento ϕ y el azimut del tanque removido de acuerdo a la convención de la Figura C.1 ($\phi_{\text{rel}} = \phi - \phi_T$). La curva muestra el ajuste a una función periódica de la forma,

$$\frac{\Delta E}{E}(\phi_{\text{rel}}) = \Delta_0(1 + a_1 \sin \phi_{\text{rel}} + b_1 \cos \phi_{\text{rel}} + a_2 \sin 2\phi_{\text{rel}} + b_2 \cos 2\phi_{\text{rel}}), \quad (\text{C.3})$$

los parámetros resultantes se resumen en la Tabla C.2. Se puede observar un pequeño corrimiento Δ_0 hacia valores positivos de $\Delta E/E$, o sea, que la energía reconstruida al sacar una de las estaciones tiende a ser menor en un 0.2%-0.3%. Este corrimiento además de ser pequeño, no induce ningún efecto en la búsqueda de anisotropías, ya que a lo sumo cambiaría levemente el número de eventos arriba de un dado umbral de energía. Los cambios que pueden inducir anisotropías espurias son aquellos que dependen del ángulo azimutal, que en este caso están parametrizados por los coeficientes a_1 , b_1 , a_2 y b_2 .

Suponiendo que el espectro de energías de los rayos cósmicos es de la forma $dN/dE \sim E^{-\gamma}$, se obtiene que el número de eventos arriba de un umbral de energía es $N(> E) \sim -E^{1-\gamma}/(1-\gamma)$ y por tanto,

$$\frac{\Delta N}{N} \sim (1-\gamma) \frac{\Delta E}{E} \quad (\text{C.4})$$

Tabla C.2: Parámetros del mejor ajuste de la función (C.3) a los eventos 5T5 generados artificialmente a partir de los 6T5.

E [EeV]	Δ_0	a_1	b_1	a_2	b_2
4-8	0.0028 ± 0.0006	-0.1 ± 0.2	0.1 ± 0.4	0.2 ± 0.3	-0.4 ± 0.4
≥ 8	0.0019 ± 0.0005	0.0 ± 0.3	0.7 ± 0.5	0.2 ± 0.3	0.4 ± 0.3

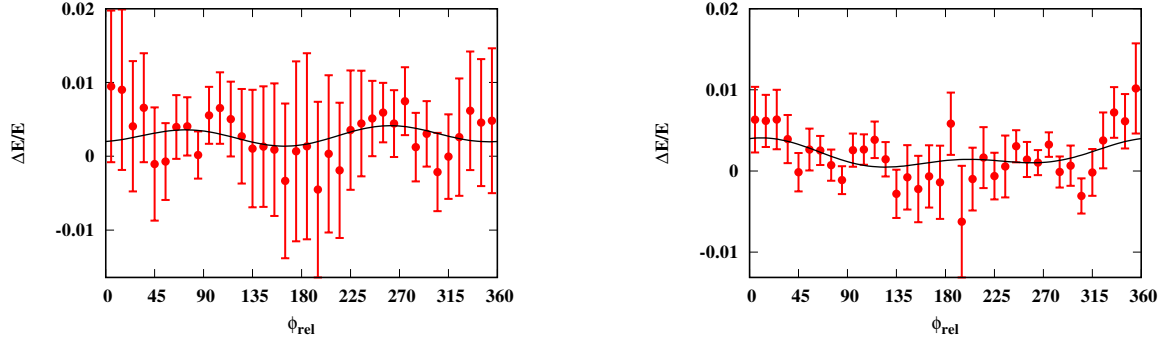


Figura C.3: Diferencias en la reconstrucción de la energía de los eventos 5T5 artificiales con respecto a aquella del evento 6T5 original. Para el caso $4\text{EeV} < E < 8\text{EeV}$ (izquierda) y $E \geq 8\text{EeV}$ (derecha).

Esta expresión establece que un sesgo en la energía se traduce en un cambio en el número de eventos (flujo). Reemplazando (C.1) y (C.3) en (C.4) e integrando sobre ϕ_T de 0 a 2π se obtiene;

$$\frac{\Delta N}{N_0} \sim 2\pi(1-\gamma)\Delta_0\left[1 + \frac{1}{2}((A_1b_1 + B_1a_1)\sin\phi + (B_1b_1 - A_1a_1)\cos\phi + (A_2b_2 + B_2a_2)\sin 2\phi + (B_2b_2 - A_2a_2)\cos 2\phi)\right] \quad (\text{C.5})$$

Se observa que para poder inducir una modulación azimutal en el número de eventos, es necesario que tanto la distribución de los eventos 5T5 como la reconstrucción de la energía dependan del ángulo azimutal (esto es, $a_i \neq 0$ y $A_i \neq 0$). En particular, de acuerdo a la sección 5.2.4, las modulaciones que contaminarían una señal de anisotropía verdadera son aquellas asociadas a los coeficientes de Fourier b_1^ϕ y a_2^ϕ . En el caso de $E > 8\text{EeV}$ la amplitud asociada a un dipolo espurio es $\pi(1-\gamma)\Delta_0(A_1b_1 + B_1a_1) \simeq -2.5 \times 10^{-4}$ y a un cuadrupolo $\pi(1-\gamma)\Delta_0(B_2b_2 - A_2a_2) \simeq 1.2 \times 10^{-4}$. En ambos casos el resultado es más de un orden de magnitud menor a la incerteza estadística de los coeficientes de Fourier para ese bin de energía que es de 0.008. Similar sucede con el bin de menor energía.

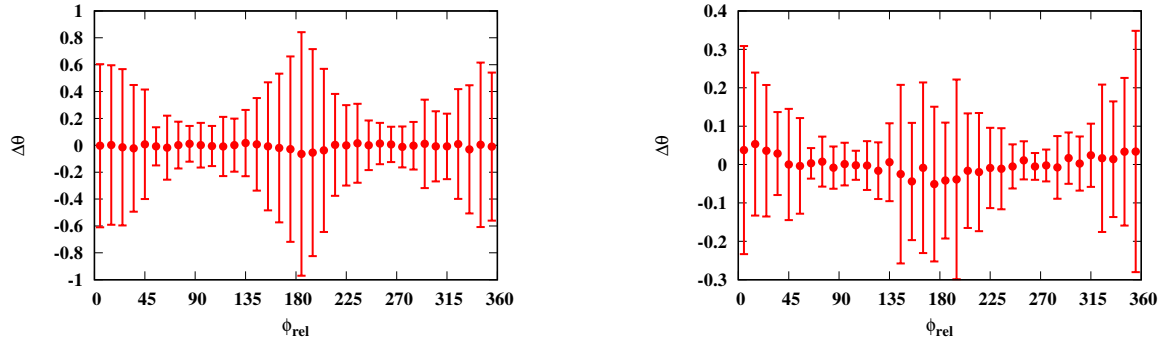


Figura C.4: Diferencia en el ángulo cenital reconstruido usando los 5T5 artificiales con respecto al original 6T5. Para $4 \text{ EeV} < E < 8 \text{ EeV}$ (izquierda) y $E \geq 8 \text{ EeV}$ (derecha).

C.3. Reconstrucción del ángulo cenital

Otro efecto que podría ser problemático en el estudio de anisotropías es que el ángulo cenital reconstruido para los eventos 5T5 tenga un sesgo dependiente de la coordenada azimutal. La Figura C.4 muestra las diferencias entre el ángulo cenital reconstruido para los eventos 5T5 generados artificialmente y el cenit de los 6T5 originales ($\Delta\theta = \theta_{6T5} - \theta_{5T5}$), como función de ϕ_{rel} . No se observa una desviación significativa de la dirección original en ninguno de los dos bins de energía.

C.4. Resultados del análisis armónico para el subconjunto de eventos 5T5

Las Tablas C.3 y C.4 resumen los resultados del análisis de Fourier en azimut y en ascensión recta, respectivamente. Separando el conjunto de datos de acuerdo a la condición de disparo que cumplen, se puede ver que los resultados son compatibles dentro de el error estadístico y por lo tanto los efectos de reconstrucción de los eventos con una condición de disparo más relajada son insignificantes a estas energías.

Tabla C.3: Análisis de Fourier en azimut, primer y segundo armónicos.

Conjunto	Energía [EeV]	N	k	a_k^ϕ	b_k^ϕ	$P(\geq a_k^\phi)$	$P(\geq b_k^\phi)$
6T5	4-8	68775	1	-0.010 ± 0.005	-0.015 ± 0.005	0.045	0.003
			2	0.001 ± 0.005	0.005 ± 0.005	0.84	0.32
	≥ 8	27142	1	-0.008 ± 0.009	-0.015 ± 0.009	0.37	0.096
			2	-0.003 ± 0.009	0.007 ± 0.009	0.74	0.44
5T5	4-8	12926	1	-0.011 ± 0.012	-0.003 ± 0.012	0.36	0.80
			2	0.007 ± 0.012	0.015 ± 0.012	0.56	0.21
	≥ 8	5045	1	-0.001 ± 0.020	-0.01 ± 0.02	0.97	0.62
			2	0.004 ± 0.020	-0.001 ± 0.020	0.84	0.96
5T5+6T5	4-8	81701	1	-0.010 ± 0.005	-0.013 ± 0.005	0.045	0.009
			2	0.002 ± 0.005	-0.002 ± 0.005	0.69	0.69
	≥ 8	32187	1	-0.007 ± 0.008	-0.014 ± 0.008	0.38	0.08
			2	-0.002 ± 0.008	0.006 ± 0.008	0.80	0.45

Tabla C.4: Análisis de Fourier para el primer armónico en ascensión recta.

Conjunto	Energía [EeV]	a_1^α	b_1^α	r_1^α	φ_1^α	$P(\geq r_1^\alpha)$
6T5	4-8	0.005 ± 0.005	0.005 ± 0.005	0.007	50 ± 50	0.44
	≥ 8	-0.006 ± 0.009	0.046 ± 0.009	0.047	97 ± 11	3.9×10^{-7}
5T5	4-8	0.019 ± 0.012	0.003 ± 0.012	0.019	170 ± 40	0.28
	≥ 8	-0.023 ± 0.020	0.044 ± 0.020	0.049	117 ± 24	0.047
5T5+6T5	4-8	0.001 ± 0.005	0.005 ± 0.005	0.005	80 ± 60	0.60
	≥ 8	-0.008 ± 0.008	0.046 ± 0.008	0.047	100 ± 10	2.6×10^{-8}

Apéndice D

Intervalos de confianza y cotas superiores

En este apéndice se derivarán las densidades de probabilidad utilizadas para el cálculo de cotas superiores e intervalos de confianza reportados en este trabajo. Primero se describirán los intervalos de confianza de las variables Gaussianas, posteriormente se detallarán las distribuciones de probabilidad conjunta para vectores cuyas componentes cartesianas pueden aproximarse como variables Gaussianas, primero para el caso de una distribución isótropa y luego se obtendrán las densidades de probabilidad cuando se supone la existencia de un dipolo de amplitud desconocida. Ambos casos se estudian en dos y tres dimensiones.

D.1. Intervalos de confianza de variables Gaussianas

Los intervalos de confianza cuando los datos consisten de una variable aleatoria x que sigue una distribución Gaussiana; este es el caso por ejemplo de los coeficientes de Fourier (5.12) o los coeficientes multipolares (5.61) cuando el número de eventos es suficientemente grande, se calculan a partir de la función de densidad de probabilidad (p.d.f.) Gaussiana.

$$p(x; \mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{D.1})$$

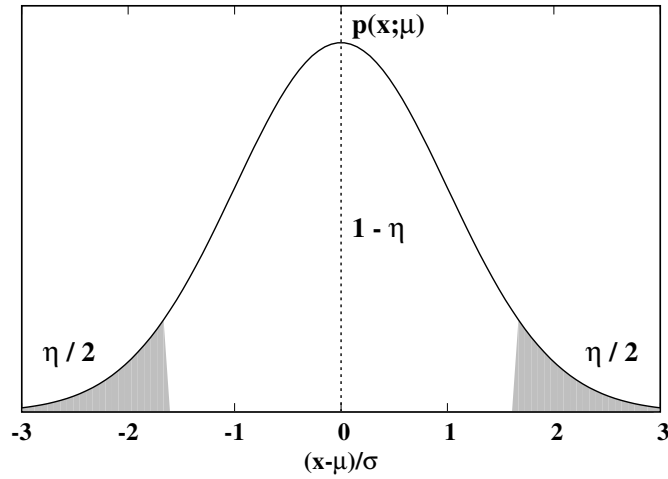
La probabilidad de que el valor medido x esté en el intervalo $\pm\epsilon$ alrededor del valor verdadero μ es:

$$P(\mu - \epsilon < x < \mu + \epsilon) = 1 - \eta = \int_{\mu - \epsilon}^{\mu + \epsilon} dx p(x; \mu) = \text{Erf}\left(\frac{\epsilon}{\sqrt{2}\sigma}\right) \quad (\text{D.2})$$

donde $\text{Erf}(z) = 2/\sqrt{\pi} \int_0^z dt e^{-t^2}$ es la función error. La Figura D.1 muestra como ejemplo un intervalo de confianza con $\epsilon = 1.64\sigma$ correspondiente a $1 - \eta = 0.90$. El valor

Tabla D.1: Área de las colas afuera de $\pm\epsilon$ de la media de una distribución Gaussiana.

η	ϵ	η	ϵ
0.3173	1σ	0.2	1.28σ
4.55×10^{-2}	2σ	0.1	1.64σ
2.7×10^{-3}	3σ	0.05	1.96σ
6.3×10^{-5}	4σ	0.01	2.58σ
5.7×10^{-7}	5σ	0.001	3.29σ
2.0×10^{-9}	6σ	10^{-4}	3.89σ

**Figura D.1:** Intervalo del 90 % de confianza (región no sombreada) para una medición de una variable Gaussiana.

$\epsilon = \sigma$ da el intervalo denominado *error estándar* el cual tiene $1 - \eta = 0.6827$. Los valores de η para otras selecciones de ϵ que se usan con frecuencia se dan en la Tabla D.1. También es usual dar la significación de una medición en términos de los intervalos de confianza Gaussianos. Usando este criterio se calculó la significación de la amplitud del primer armónico en ascensión recta para $E \geq 8$ EeV reportado en la Tabla 5.3, es decir, se encuentra que el valor $\epsilon = 5.6\sigma$ es el que corresponde a una probabilidad $\eta = 2.6 \times 10^{-8}$.

D.2. Distribución angular isótropa

D.2.1. Dos dimensiones

La p.d.f. para la amplitud del análisis armónico (sección 5.2.3) de un conjunto de datos con N direcciones tomadas aleatoriamente de una distribución isótropa, puede factorizarse en el límite de N grande como el producto de dos distribuciones gaussianas

centradas en cero,

$$p(r_x, r_y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{r_x^2 + r_y^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{D.3})$$

con $\sigma^2 = 2/N$, r_x y r_y corresponden en este caso a los coeficientes de Fourier a y b respectivamente. Pasando a coordenadas polares (r, α) , se obtiene,

$$\begin{aligned} p(r, \alpha) &= \left| \frac{\partial(r_x, r_y)}{\partial(r, \alpha)} \right| p(r_x(r, \alpha), r_y(r, \alpha)) \\ &= \frac{r}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \end{aligned} \quad (\text{D.4})$$

donde $|\partial(r_x, r_y)/\partial(r, \alpha)| = r$ es el Jacobiano de la transformación de coordenadas.

Integrando (D.4) con respecto a α de 0 a 2π da como resultado la p.d.f. de la distribución de Rayleigh. A partir de esta se obtiene la ecuación (5.14) cuando se integra desde $r = r_k^\alpha$ hasta infinito.

Nótese que este resultado es igualmente aplicable a la distribución de probabilidad de la amplitud del dipolo en el plano ecuatorial, simplemente reemplazando $r_{x,y} = d_{x,y}$.

D.2.2. Tres dimensiones

La generalización a tres dimensiones es directa; se agrega una gaussiana adicional para la dirección z cuya desviación estándar es σ_z ;

$$p(r_x, r_y, r_z) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}\sigma^2\sigma_z} \exp\left(-\frac{(r_x^2 + r_y^2)}{2\sigma^2} - \frac{r_z^2}{2\sigma_z^2}\right). \quad (\text{D.5})$$

El paso a coordenadas esféricas (r, δ, α) es en este caso,

$$p(r, \delta, \alpha) = \frac{r^2 \cos \delta}{(2\pi)^{3/2}\sigma^2\sigma_z} \exp\left(-\frac{r^2 \cos^2 \delta}{2\sigma^2} - \frac{r^2 \sin^2 \delta}{2\sigma_z^2}\right) \quad (\text{D.6})$$

A partir de esta p.d.f. conjunta se puede calcular la densidad de probabilidad para la amplitud, basta con integrar sobre α y δ :

$$p_R(r) = \frac{r}{\sigma\sqrt{\sigma_z^2 - \sigma^2}} \text{Erfi}\left(\frac{\sqrt{\sigma_z^2 - \sigma^2}}{\sigma\sigma_z} \frac{r}{\sqrt{2}}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{D.7})$$

en la cual $\text{Erfi}(z) = \text{Erf}(iz)/i$ es la función error imaginaria. El subíndice R indica que corresponde a la densidad de probabilidad en la amplitud, dicho de otro modo, la probabilidad marginada¹ en la variable r .

¹En lenguaje estadístico, *marginar* una variable de una distribución de probabilidad significa integrar o sumar sobre todos los posibles valores que pueden adquirir las variables restantes de las que depende dicha distribución.

D.3. Distribución angular con dipolo

D.3.1. Dos dimensiones

En este caso se quiere conocer la p.d.f. de un dipolo en dos dimensiones, suponiendo que se han tomado N direcciones al azar de una distribución dipolar caracterizada por $\mathbf{d} = (d_x, d_y)$, cuyo valor es desconocido. Igual que antes, en el límite de N grande se puede factorizar la p.d.f. conjunta como el producto de dos gaussianas, pero en este caso centradas en las componentes del dipolo;

$$p(\bar{d}_x, \bar{d}_y; d_x, d_y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{(\bar{d}_x - d_x)^2 + (\bar{d}_y - d_y)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{D.8})$$

Y en coordenadas polares;

$$p(\bar{d}, \alpha; d, \alpha_d) = \frac{\bar{d}}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{\bar{d}^2 + d^2 - 2\bar{d}d \cos(\alpha - \alpha_d)}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{D.9})$$

donde d y α_d son la amplitud y la fase de \mathbf{d} .

Integrando con respecto a α se obtiene la p.d.f. para la amplitud \bar{d}

$$p_{\bar{D}}(\bar{d}; d, \alpha_d) = \frac{\bar{d}}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{\bar{d}^2 + d^2}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{d\bar{d}}{\sigma^2}\right) \quad (\text{D.10})$$

donde $I_0(x)$ es la función de Bessel modificada de orden cero.

Usando (D.10) se pueden calcular intervalos de confianza para los valores medidos del dipolo en el plano ecuatorial $d = d_{\perp}$, para ello se requiere encontrar los valores de d_{\perp}^- y d_{\perp}^+ que satisfacen:

$$\int_{d_{\perp}^-}^{d_{\perp}^+} d\bar{d} p_{\bar{D}}(\bar{d}; d_{\perp}, \alpha_d) = N.C. \quad (\text{D.11})$$

donde $N.C.$ es el nivel de confianza requerido. Los valores reportados en las Tablas 5.5 y 5.8 corresponden a $N.C. = 0.68$ con la condición adicional $p_{\bar{D}}(d_{\perp}^-; d_{\perp}, \alpha_d) = p_{\bar{D}}(d_{\perp}^+; d_{\perp}, \alpha_d)$.

D.3.2. Tres dimensiones

En tres dimensiones, el producto de las tres gaussianas unidimensionales da como resultado en coordenadas esféricas:

$$p(\bar{d}, \delta, \alpha; d, \delta_d, \alpha_d) = \frac{\bar{d}^2 \cos \delta}{(2\pi)^{3/2} \sigma^2 \sigma_z} \exp\left(-\frac{\bar{d}^2 \cos^2 \delta + d^2 \cos^2 \delta_d - 2\bar{d}d \cos \delta \cos \delta_d \cos(\alpha - \alpha_d)}{2\sigma^2} - \frac{\bar{d}^2 \sin^2 \delta + d^2 \sin^2 \delta_d - 2\bar{d}d \sin \delta \sin \delta_d}{2\sigma_z^2}\right) \quad (\text{D.12})$$

donde (d, δ_d, α_d) son las coordenadas esféricas del dipolo observado.

Integrando sobre α y δ se obtiene la distribución para la amplitud del dipolo,

$$p_{\bar{D}}(\bar{d}; d, \delta_d, \alpha_d) = \frac{\bar{d}^2}{(2\pi)^{1/2}\sigma^2\sigma_z} \exp\left(-\frac{d^2 \cos^2 \delta_d}{2\sigma^2} - \frac{d^2 \sin^2 \delta_d}{2\sigma_z^2}\right) \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\delta \cos \delta \exp\left(-\frac{\bar{d}^2 \cos^2 \delta}{2\sigma^2} - \frac{\bar{d}^2 \sin^2 \delta - 2\bar{d}d \sin \delta \sin \delta_d}{2\sigma_z^2}\right) I_0\left(\frac{\bar{d}d \cos \delta \cos \delta_d}{\sigma^2}\right) \quad (\text{D.13})$$

De manera similar, la integración con respecto a \bar{d} y α provee la p.d.f. en δ :

$$p_{\Delta}(\delta; d, \delta_d, \alpha_d) = \frac{\cos \delta}{(2\pi)^{3/2}\sigma^2\sigma_z} \frac{\exp\left(-\frac{d^2 \cos^2 \delta_d}{2\sigma^2} - \frac{d^2 \sin^2 \delta_d}{2\sigma_z^2}\right)}{2[f(\delta)]^{3/2}} \int_0^{2\pi} d\alpha \left[\frac{g(\delta, \alpha)}{2\sqrt{f(\delta)}} + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(1 + \frac{g^2(\delta, \alpha)}{2f(\delta)}\right) \exp\left(\frac{g^2(\delta, \alpha)}{4f(\delta)}\right) \left(1 + \text{Erf}\left(\frac{g(\delta, \alpha)}{2\sqrt{f(\delta)}}\right)\right) \right] \quad (\text{D.14})$$

donde,

$$f(\delta) = \frac{\cos^2 \delta}{2\sigma^2} + \frac{\sin^2 \delta}{2\sigma_z^2}$$

y

$$g(\delta, \alpha) = \frac{d \sin \delta \sin \delta_d}{\sigma_z^2} + \frac{d \cos \delta \cos \delta_d \cos(\alpha - \alpha_d)}{\sigma^2}$$

Las densidades de probabilidad (D.13) y (D.14) permiten calcular los intervalos de 68 % de confianza para d y δ_d reportados en las Tablas 5.5 y 5.8.

Bibliografía

- [1] Aab, A., The Pierre Auger Collaboration. Impact of atmospheric effects on the energy reconstruction of air showers observed by the surface detectors of the Pierre Auger Observatory. *J. Instr.*, **12** (P02006), 2017. [3](#), [50](#)
- [2] Aab, A., The Pierre Auger Collaboration. Observation of a large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays above 8×10^{18} eV. *Science*, **357**, 1266–1270, 2017. [3](#), [45](#), [66](#), [83](#)
- [3] Aab, A., The Pierre Auger Collaboration. Large-scale cosmic ray anisotropies above 4 EeV. *En preparación*, 2018. [3](#)
- [4] Aab, A., The Pierre Auger Collaboration. Cosmic ray anisotropies in right ascension measured by the Pierre Auger Observatory. *En preparación*, 2018. [3](#)
- [5] Mollerach, S., Roulet, E. Progress in high-energy cosmic ray physics. *Prog. in part. and nucl. phys.*, **98**, 85–118, 2018. arXiv:1710.11155 [astro-ph.HE]. [6](#), [8](#), [10](#), [11](#), [12](#), [13](#), [15](#), [19](#), [21](#)
- [6] Patrignani, C., *et al.* Review of particle physics. *Chin. Phys. C*, **40** (100001), 2017. pdg.lbl.gov. [6](#)
- [7] Aab, A., The Pierre Auger Collaboration. Depth of maximum of air-shower profiles at the Pierre Auger Observatory I. Measurements at energies above $10^{17.8}$ eV. *Phys. Rev. D*, **90** (122005), 2014. [8](#)
- [8] Abreu, P., The Pierre Auger Collaboration. Large-scale distribution of arrival directions of cosmic rays detected above 10^{18} eV at the Pierre Auger Observatory. *Astrophys. J. Suppl.*, **203**, 34, 2012. [8](#), [45](#), [50](#), [65](#), [70](#), [82](#), [85](#), [102](#)
- [9] Abreu, P., The Pierre Auger Collaboration. Constraints on the origin of cosmic rays above 10^{18} eV from large scale anisotropy searches in data of the Pierre Auger Observatory. *Astrophys. J.*, **762**, L13, 2012. [8](#), [45](#), [50](#), [65](#), [84](#), [85](#), [102](#)
- [10] Greisen, K. End to the cosmic-ray spectrum? *Phys. Rev. Lett.*, **16** (7), 748–750, 1966. [8](#)

- [11] Zatsepin, G., Kuzmin, V. Upper limit of the spectrum of cosmic rays. *JETP Lett.*, **4** (78), 1966. [8](#)
- [12] Harari, D., Mollerach, S., Roulet, E. Anisotropies of ultrahigh energy cosmic ray nuclei diffusing from extragalactic sources. *Phys. Rev. D*, **92** (063014), 2015. [9](#), [103](#), [112](#), [116](#), [124](#), [125](#)
- [13] Harari, D., Mollerach, S., Roulet, E. On the ultrahigh energy cosmic ray horizon. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **11** (012), 2006. [10](#), [124](#)
- [14] Fermi, E. On the origin of cosmic radiation. *Physical Review*, **75**, 1949. [11](#)
- [15] Axford, W. I., Leer, E., Skadron, G. The acceleration of cosmic rays by shock waves. En: 15th International Cosmic Ray Conference, tomo 11, págs. 132–137. 1977. [12](#)
- [16] Bell, A. R. The acceleration of cosmic rays in shock fronts - I. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **182**, 1978.
- [17] Blandford, R. D., Ostriker, J. P. Particle acceleration by astrophysical shocks. *Astrophys. J.*, **221**, 1978.
- [18] Krymsky, G. F. *Sov. Phys. Dokl.*, **23**, 1977. [12](#)
- [19] Kachelriess, M. Lecture notes on high energy cosmic rays. *arXiv:0801.4376v1 [astro-ph]*, 2008. [13](#)
- [20] Kotera, K., Olinto, A. V. The astrophysics of ultrahigh energy cosmic rays. *arXiv:1101.4256v1 [astro-ph.HE]*, 2011. [13](#)
- [21] Hillas, A. M. The astrophysics of ultrahigh energy cosmic rays. *ARAA*, **22**, 1984. [13](#)
- [22] Heitler, W. En: International series of monographs on physics, 3^a ed^{ón}. Oxford:Clarendon, 1954. [14](#)
- [23] Landau, L., Pomeranchuk, I. Y. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **92** (735), 1953. [15](#)
- [24] Migdal, A. B. Bremsstrahlung and pair production in condensed media at high energies. *Phys. Rev.*, **103** (1811), 1956. [15](#)
- [25] McBreen, B., Lambert, C. J. Interactions of high-energy ($E > 5 \times 10^{19}$ eV) photons in the Earth's magnetic field. *Phys. Rev. D*, **24**, 2523, 1981. [16](#)
- [26] Matthews, J. A heitler model of extensive air showers. *Astropart. Phys.*, **22**, 387–397, 2005. [16](#)

- [27] Sciutto, S. AIRES: A system for air shower simulations (Version 2.2.0). arXiv:astro-ph/9911331. [17](#)
- [28] Heck, D., *et al.* CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers. [17](#)
- [29] Ostapchenko, S. Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced pomeron scheme: QGSJET-II model. *Phys. Rev. D*, **83** (014018), 2011. [17](#)
- [30] Pierog, T., *et al.* EPOS LHC: Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider. *Phys. Rev. C*, **92** (034906), 2015. [17](#)
- [31] Riehn, F., *et al.* A new version of the event generator Sibyll. En: Proceedings of the 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC). The Hague, The Netherlands, 2015. arXiv:1510.00568. [17](#)
- [32] Kampert, K.-H., Unger, M. Measurements of the cosmic ray composition with air shower experiments. *Atropart. Phys.*, **35**, 660, 2012. [19](#)
- [33] Gaisser, T., Hillas, A. Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers. En: Proceedings of the 15th International Cosmic Ray Conference (ICRC). Plovdiv, Bulgaria, 1977. [20](#)
- [34] Greisen, K. *Prog. Cosm. Ray Phys.*, **3**, 1, 1956. [20](#)
- [35] Kamata, K., Nishimura, J. The lateral and the angular structure functions of electron showers. *Progr. Theoret. Phys. Suppl.*, **6**, 93–155, 1958. [20](#)
- [36] Abraham, J., The Pierre Auger Collaboration. Trigger and aperture of the surface detector array of the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Instr. and Meth. A*, **613**, 29–39, 2010. [23](#), [26](#)
- [37] Aab, A., The Pierre Auger Collaboration. The Pierre Auger cosmic ray observatory. *Nucl. Instr. and Meth. A*, **798**, 172–213, 2015. [25](#), [27](#), [29](#), [30](#), [33](#), [36](#)
- [38] Asorey, H. Los detectores cherenkov del Observatorio Pierre Auger y su aplicación al estudio de fondos de radiación. Tesis (Doctorado en física), Universidad Nacional de Cuyo, Instituto Balseiro, Bariloche, 2012. 334p. [25](#), [26](#), [29](#), [30](#), [59](#)
- [39] Abraham, J., The Pierre Auger Collaboration. The fluorescence detector of the Pierre Auger observatory. *Nucl. Instr. and Meth. A*, **620**, 227–251, 2010. [28](#)
- [40] Bonifazi, C., The Pierre Auger Collaboration. The angular resolution of the Pierre Auger Observatory. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, **190**, 20, 2009. [31](#)

- [41] Hersil, J., *et al.* Observations of extensive air showers near the maximum of their longitudinal development. *Phys. Rev. Lett.* **6**, **22**, 1961. [31](#)
- [42] Pesce, R. Energy calibration of data recorded with the surface detectors of the Pierre Auger observatory: an update. En: Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC). Beijing, China, 2011. arXiv:1107.4809. [32](#)
- [43] Dembinski, H. The cosmic ray spectrum above 4×10^{18} eV as measured with inclined showers recorded at the Pierre Auger Observatory. En: Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC). Beijing, China, 2011. arXiv:1107.4809. [32](#), [34](#)
- [44] Fenu, F. The cosmic ray energy spectrum measured using the Pierre Auger Observatory. En: Proceedings of the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC). Bexco, Busan, Korea, 2017. [32](#)
- [45] Aab, A., The Pierre Auger Collaboration. Reconstruction of inclined air showers detected with the Pierre Auger Observatory. *J. Cosm. Astropart. Phys.*, **08** (019), 2014. [33](#), [34](#), [84](#)
- [46] Ostapchenko, S. Nonlinear screening effects in high energy hadronic interactions. *Phys. Rev. D*, **74** (014026), 2006. [33](#)
- [47] Ferrari, A., *et al.* FLUKA: A multi-particle transport code (Program version 2005). CERN-2005-010, SLAC-R-773, INFN-TC-05-11, 2005. [34](#)
- [48] Agostinelli, S., GEANT4 Collaboration. GEANT4: A Simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **506**, 250–303, 2003. [34](#)
- [49] Maris, I. The AMIGA infill detector of the Pierre Auger Observatory: performance and first data. En: Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC). Beijing, China, 2011. arXiv:1107.4809. [35](#)
- [50] Mathes, H. J. The HEAT telescopes of the Pierre Auger Observatory. status and first data. En: Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC). Beijing, China, 2011. arXiv:1107.4809. [35](#)
- [51] Unger, M. Highlights from the Pierre Auger Observatory. En: Proceedings of the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC). Bexco, Busan, Korea, 2017. arXiv:1710.09478. [36](#), [37](#), [39](#), [45](#), [48](#)
- [52] Sanchez-Lucas, P. $\langle X_{\max} \rangle$ measurements and tests of hadronic models using the surface detector of the Pierre Auger Observatory. En: Proceedings of the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC). Bexco, Busan, Korea, 2017. arXiv:1708.06592. [38](#)

- [53] Bellido, J. Reducing the model dependence in the cosmic ray composition interpretation of X_{\max} distributions. En: Proceedings of the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC). Bexco, Busan, Korea, 2017. [38](#)
- [54] Abreu, P., The Pierre Auger Collaboration. Interpretation of the depths of maximum of extensive air showers measured by the Pierre Auger Observatory. *JCAP*, **1302** (026), 2013. [38](#), [121](#)
- [55] Bellido, J. Depth of maximum of air-shower profiles at the Pierre Auger Observatory: Measurements above $10^{17.2}$ eV and composition implications. En: Proceedings of the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC). Bexco, Busan, Korea, 2017. arXiv:1708.06592. [39](#), [40](#)
- [56] Aab, A., The Pierre Auger Collaboration. Depth of maximum of air-shower profiles at the Pierre Auger Observatory. II. Composition implications. *Phys. Rev. D*, **90** (122006), 2014. [39](#), [102](#)
- [57] Apel, W. D., The KASCADE-Grande Collaboration. Kneelike structure in the spectrum of the heavy component of cosmic rays observed with KASCADE-Grande. *Phys. Rev. Lett.*, **107** (171104), 2011. [39](#), [70](#)
- [58] Apel, W. D., The KASCADE-Grande Collaboration. Ankle-like feature in the energy spectrum of light elements of cosmic rays observed with KASCADE-Grande. *Phys. Rev. D*, **87** (081101), 2013. [39](#)
- [59] Aab, A., The Pierre Auger Collaboration. Combined fit of spectrum and composition data as measured by the Pierre Auger Observatory. *JCAP*, **2017** (038), 2017. [41](#), [42](#)
- [60] Wittkowski, D. Reconstructed properties of the sources of UHECR and their dependence on the extragalactic magnetic field. En: Proceedings of the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC). Bexco, Busan, Korea, 2017. arXiv:1708.06592. [41](#), [42](#)
- [61] Niechciol, M. Diffuse and targeted searches for ultra-high-energy photons using the hybrid detector of the Pierre Auger Observatory. En: Proceedings of the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC). Bexco, Busan, Korea, 2017. arXiv:1708.06592. [43](#), [44](#)
- [62] Zas, E. Searches for neutrino fluxes in the EeV regime with the Pierre Auger Observatory. En: Proceedings of the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC). Bexco, Busan, Korea, 2017. arXiv:1708.06592. [43](#), [44](#)

- [63] Abbott, B. P., LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. *Phys. Rev. Lett.*, **116** (061102), 2016. [43](#)
- [64] Abreu, P., The Pierre Auger Collaboration. Measurement of the proton-air cross-section at $\sqrt{s} = 57$ TeV with the Pierre Auger Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, **109** (062002), 2012. [44](#)
- [65] Aab, A., The Pierre Auger Collaboration. Muons in air showers at the Pierre Auger Observatory: mean number in highly inclined events. *Phys. Rev. D*, **91** (032003), 2015. ERRATA: *Phys. Rev. D* 91, 059901 (2015). [44](#)
- [66] Aab, A., The Pierre Auger Collaboration. Testing hadronic interactions at ultra-high energies with air showers measured by the Pierre Auger Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, **117** (192001), 2016. [44](#)
- [67] Aab, A., The Pierre Auger Collaboration. Muons in air showers at the Pierre Auger Observatory: measurement of atmospheric production depth. *Phys. Rev. D*, **90** (012012), 2014. ERRATA: *Phys. Rev. D* 92, 019903 (2015). [44](#)
- [68] Aab, A., The Pierre Auger Collaboration. Azimuthal asymmetry in the risetime of the surface detector signals of the Pierre Auger Observatory. *Phys. Rev. D*, **93** (72006), 2016. [44](#)
- [69] Mallamaci, M. Measurements of the depth of maximum muon production and of its fluctuations in extensive air showers above 1.5×10^{19} eV at the Pierre Auger Observatory. En: Proceedings of the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC). Bexco, Busan, Korea, 2017. arXiv:1708.06592. [44](#)
- [70] Abreu, P., The Pierre Auger Collaboration. Search for first harmonic modulation in the right ascension distribution of cosmic rays detected at the Pierre Auger Observatory. *Astropart. Phys.*, **34**, 627, 2011. [45](#), [50](#), [65](#), [85](#), [89](#), [102](#)
- [71] Sidelnik, I. Measurement of the first harmonic modulation in the right ascension distribution of cosmic rays detected at the Pierre Auger Observatory: towards the detection of dipolar anisotropies over a wide energy range. En: Proceedings of the 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC). Rio de Janeiro, Brasil, 2013. arXiv:1307.5059. [45](#), [65](#)
- [72] Aab, A., The Pierre Auger Collaboration. Large scale distribution of ultra high energy cosmic rays detected at the Pierre Auger Observatory with zenith angles up to 80° . *Astrophys. J.*, **802**, 111, 2015. [45](#), [50](#), [65](#), [66](#), [85](#)

-
- [73] Aab, A., The Pierre Auger Collaboration. Multi-resolution anisotropy studies of ultrahigh-energy cosmic rays detected at the Pierre Auger Observatory. *J. Cosm. Astropart. Phys.*, **06**, 026, 2017. [45](#), [83](#), [95](#), [96](#)
- [74] Aab, A., The Pierre Auger Collaboration. Searches for anisotropies in the arrival directions of the highest energy cosmic rays detected by the Pierre Auger Observatory. *Astrophys. J.*, **804** (15), 2015. [46](#), [102](#)
- [75] Baumgartner, W. H., *et al.* The 70 month Swift-BAT all-sky hard X-ray survey. *Astrophys. J. Suppl.*, **207**, 19, 2013. [46](#)
- [76] Giaccari, U. Arrival directions of the highest-energy cosmic rays detected by the Pierre Auger Observatory. En: Proceedings of the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC). Bexco, Busan, Korea, 2017. arXiv:1708.06592. [46](#)
- [77] Ackermann, M., Fermi-LAT Collaboration. 2FHL: The second catalog of hard Fermi-LAT sources. *Astrophys. J. Suppl.*, **222**, 5, 2016. [47](#)
- [78] Abraham, J., The Pierre Auger Collaboration. Atmospheric effects on extensive air showers observed with the surface detector of the Pierre Auger Observatory. *Astropart. Phys.*, **32**, 89, 2009. [49](#), [54](#), [55](#)
- [79] Aab, A., The Pierre Auger Collaboration. Searches for large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays detected above energy of 10^{19} eV at the Pierre Auger Observatory and the Telescope Array. *Astrophys. J.*, **794**, 172, 2014. [50](#)
- [80] Billoir, P., Roucelle, C., Hamilton, J. C. Evaluation of the primary energy of UHE photon-induced atmospheric showers from ground array measurements. *arXiv:astro-ph/0701583*, 2007. [54](#)
- [81] De Almeida, R. M. Constraints on the origin of cosmic rays from large scale anisotropy searches in data of the Pierre Auger Observatory. En: Proceedings of the 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC). Rio de Janeiro, Brasil, 2013. arXiv:1307.5059. [65](#), [84](#)
- [82] Taborda, O. A. Dipolar anisotropy of cosmic rays above 8 EeV. En: Proceedings of the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC). Bexco, Busan, Korea, 2017. arXiv:1708.06592. [66](#)
- [83] Sommers, P. Cosmic ray anisotropy analysis with a full-sky observatory. *Astropart. Phys.*, **14**, 271–286, 2001. [68](#)
- [84] Linsley, J. Fluctuation effects on directional data. *Phys. Rev. Lett.*, **34** (24), 1975. [74](#)

- [85] Bonino, R., *et al.* The East-West method: An exposure-independent method to search for large-scale anisotropies of cosmic rays. *Astrophys. J.*, **67** (738), 2011. [78](#)
- [86] Billoir, P., Deligny, O. Estimates of multipolar coefficients for searching for cosmic ray anisotropies with non-uniform or partial sky coverage. *J. Cosm. Astropart. Phys.*, **02**, 009, 2008. [82](#), [83](#)
- [87] Deligny, O., *et al.* Angular power spectrum estimation of cosmic ray anisotropies with full or partial sky coverage. *J. Cosm. Astropart. Phys.*, **10**, 008, 2004. [83](#), [95](#)
- [88] Abreu, P., The Pierre Auger Collaboration. The effect of the geomagnetic field on cosmic ray energy estimates and large scale anisotropy searches on data from the Pierre Auger Observatory. *J. Cosm. Astropart. Phys.*, **11**, 022, 2011. [84](#)
- [89] Farley, F., Storey, J. The sidereal correlation of Extensive Air Showers. *Proc. Phys. Soc. A*, **67**, 996, 1954. [88](#)
- [90] Aartsen, M. G., IceCube Collaboration. Anisotropy in cosmic-ray arrival directions in the southern hemisphere based on six years of data from the IceCube detector. *Astrophys. J.*, **826**, 220, 2016. [100](#), [102](#)
- [91] Chiavassa, A., KASCADE-Grande Collaboration. KASCADE-Grande experiment measurements of the cosmic ray spectrum and large scale anisotropy. *Nucl. Part. Phys. Proc.*, **279-281**, 56–62, 2016. [102](#)
- [92] Abbasi, R., IceCube Collaboration. Observation of anisotropy in the galactic cosmic-ray arrival directions at 400 TeV with IceCube. *Astrophys. J.*, **746** (33), 2012. [100](#)
- [93] Abramowski, A., HESS Collaboration. Acceleration of petaelectronvolt protons in the galactic centre. *Nature*, **531**, 476–479, 2016. [102](#)
- [94] Kumar, R., Eichler, D. The isotropy problem of sub-ankle ultra high energy cosmic rays. *Astrophys. J.*, **781**, 47, 2014. [102](#)
- [95] Calvez, A., Kusenko, A., Nagataki, S. Role of galactic sources and magnetic fields in forming the observed energy-dependent composition of ultrahigh-energy cosmic rays. *Phys. Rev. Lett.*, **105** (091101), 2010. [102](#)
- [96] Eichler, D., *et al.* Ultrahigh energy cosmic rays: A galactic origin? *Astrophys. J.*, **821** (L24), 2016. [102](#)

- [97] Compton, A. H., Getting, I. A. An apparent effect of galactic rotation on the intensity of cosmic rays. *Phys. Rev.*, **47**, 817–821, 1935. [103](#)
- [98] Kachelries, M., Serpico, P. D. The Compton-Getting effect on ultra-high energy cosmic rays of cosmological origin. *Phys. Lett. B*, **640**, 225–229, 2006. [103](#)
- [99] Harari, D., Mollerach, S., Roulet, E. Anisotropies of ultra-high energy cosmic rays diffusing from extragalactic sources. *Phys. Rev. D*, **89** (123001), 2014. [103](#), [112](#), [116](#), [117](#), [120](#), [124](#), [125](#)
- [100] Tinyakov, P. G., Urban, F. R. Full sky harmonic analysis hints at large ultra-high energy cosmic ray deflections. *J. Exp. Theor. Phys.*, **120**, 533–540, 2015. [103](#)
- [101] Giler, M., Wdowczyk, J., Wolfendale, A. W. Ultra-high-energy cosmic rays from clusters of galaxies. *J. Phys. G*, **6**, 1561–1573, 1980. [103](#), [112](#)
- [102] Berezhinsky, V., Grigorieva, S. I., Dogiel, V. A. Ultra-high-energy cosmic rays from clusters of galaxies. *Astron. Astrophys.*, **232**, 582, 1990. [103](#), [112](#)
- [103] Erdogdu, P., *et al.* The dipole anisotropy of the 2 Micron All-Sky Redshift Survey. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **368**, 1515–1526, 2006. [103](#), [113](#), [115](#), [119](#), [120](#)
- [104] Jansson, R., Farrar, G. R. A new model of the galactic magnetic field. *Astrophys. J.*, **757** (14), 2012. [103](#), [104](#), [106](#)
- [105] Beck, R. Magnetic fields in spiral galaxies. *Astron. Astrophys. Rev.*, **24**, 2016. [105](#)
- [106] Terral, P., Ferrière, K. Constraints from Faraday rotation on the magnetic field structure in the Galactic halo. *Astron. Astrophys.*, **600** (A29), 2017. [106](#)
- [107] Han, J., Ferrière, K., Manchester, R. The spatial energy spectrum of magnetic fields in our galaxy. *Astrophys. J.*, **610**, 820, 2004. [106](#)
- [108] Mintler, A., Spangler, S. Observation of turbulent fluctuations in the interstellar plasma density and magnetic field on spatial scales of 0.01 to 100 parsecs. *Astrophys. J.*, **458**, 194, 1996. [106](#)
- [109] Pshirkov, M. S., *et al.* Deriving the global structure of the galactic magnetic field from faraday rotation measures of extragalactic sources. *Astrophys. J.*, **738**, 192, 2011. [106](#)
- [110] Weber, M., de Boer, W. Determination of the local dark matter density in our Galaxy. *Astron. Astrophys.*, **509**, 25, 2010. [109](#)

- [111] Gorski, K. M., *et al.* HEALPix: A framework for high-resolution discretization and fast analysis of data distributed on the sphere. *Astrophys. J.*, **622**, 759–771, 2005. [110](#)
- [112] Huchra, J. P., *et al.* The 2MASS redshift survey-description and data release. *Astrophys. J. Suppl.*, **199** (2), 2012. [115](#)
- [113] Harari, D., Mollerach, S., Roulet, E. Angular distribution of cosmic rays from an individual source in a turbulent magnetic field. *Phys. Rev. D*, **93** (063002), 2016. [116](#), [117](#)
- [114] Jansson, R., Farrar, G. The galactic magnetic field. *Astrophys. J. Lett.*, **761** (1), 2012. [120](#)
- [115] Bradt, H. Astronomy Methods: A physical approach to astronomical observations. Cambridge, 2003. [135](#), [137](#), [138](#)
- [116] Seidel, D. J., Free, M., Wang, J. Diurnal cycle of upper-air temperature estimated from radiosondes. *J. Geophys. Res.*, **110** (D09102), 2005. [141](#)
- [117] Abreu, P., The Pierre Auger Collaboration. Description of atmospheric conditions at the Pierre Auger Observatory using the Global Data Assimilation System (GDAS). *Astropart. Phys.*, **35**, 591, 2012. [141](#)

Publicaciones asociadas

Se formó parte del comité editorial para la realización de los siguientes artículos publicados y en preparación en nombre de la Colaboración Pierre Auger:

1. The Pierre Auger Collaboration. Observation of a large-scale anisotropy in the arrival directions of cosmic rays above 8×10^{18} eV. *Science* **357**, 1266-1270 (2017).
2. The Pierre Auger Collaboration. Impact of atmospheric effects on the energy reconstruction of air showers observed by the surface detectors of the Pierre Auger Observatory. *J. Instr.* **12** P02006 (2017)
3. The Pierre Auger Collaboration. Large-scale cosmic ray anisotropies above 4 EeV. *En preparación*
4. The Pierre Auger Collaboration. Cosmic ray anisotropies in right ascension measured by the Pierre Auger Observatory. *En preparación*

Trabajos en conferencias:

5. Taborda, O. A. Dipolar anisotropy of cosmic rays above 8 EeV. En: Proceedings of the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC). Bexco, Busan, Korea, 2017. arXiv:1708.06592.
6. Taborda, O. A. Dipolar anisotropy of cosmic rays above 8 EeV. En: 102a Reunión de la Asociación Física Argentina, La Plata, Argentina, 26 al 29 de septiembre de 2017.
7. Taborda, O. A. Large scale distribution of ultra high energy cosmic rays detected at the Pierre Auger observatory. Poster en: 8th CERN Latin-American school of high energy physics, Ibarra, Ecuador, 2015

Notas internas del observatorio Pierre Auger:

8. S. Mollerach, E Roulet and O. Taborda, Update of the large-scale anisotropy analysis above 0.03 EeV, GAP 2017_059

9. S. Mollerach, E Roulet and O. Taborda, Some technical results related to the update on the atmospheric effects on air showers, GAP 2016_073
10. S. Mollerach, E Roulet and O. Taborda, Further evidence for a dipole at $E > 8$ EeV, GAP 2016_062
11. S. Mollerach, E Roulet and O. Taborda, Evidence for a dipole above 8 EeV, GAP 2016_039
12. S. Mollerach, E Roulet and O. Taborda, Using 5T5 events for Large Scale Anisotropy studies above 4 EeV, GAP 2015_059
13. S. Mollerach, E Roulet and O. Taborda, Weather effects on the event rate of the Infill array, GAP 2014_105
14. S. Mollerach, E Roulet and O. Taborda, Revisiting the effects of weather on the air shower energy reconstruction, GAP 2014_047

Agradecimientos

Quisiera agradecer a todas las personas que hicieron parte en el desarrollo de este trabajo, aportando desde lo académico y lo personal. Probablemente olvido gente importante y pido sepan disculpar, es difícil recordarlos a todos.

En primer lugar, agradezco profundamente a mi directora Silvia Mollerach por su calidad humana y por haber hecho de este «viaje» doctoral un proceso de constante y agradable aprendizaje, para ella todo mi respeto como profesional y como persona.

Gracias a Esteban Roulet por el tiempo dedicado (que no fue poco), lo considero como un co-director de este trabajo. A Ingomar Allekotte por revisar la tesis con detenimiento y hacer sugerencias valiosas. A Yamila Ballesteros e Isabel Goos por sus correcciones ortográficas y de redacción.

A todos los miembros del grupo de Partículas y Campos por permitirme tener un lugar de trabajo óptimo para el desarrollo de esta tesis, en especial agradezco a Diego Harari y Xavier Bertou que en su momento me ayudaron en algunos aspectos del trabajo.

A la colaboración Auger por permitirme hacer parte de este importante Observatorio y de todo lo que involucra. Al CONICET por proveerme la beca con la cual he podido dedicar mi tiempo exclusivamente a la realización de esta investigación.

Y por último pero no por eso menos importantes, a mis queridos padres, Luz Astrid y Fernando y a mi hermana Lina Maria, por ser mi soporte, mi inspiración y darme fuerza desde la distancia. A todos los amigos obtenidos en el transcurso de estos años y en especial a Paola y Zulma por los momentos compartidos en estas tierras extranjeras. A todos: infinitas gracias!